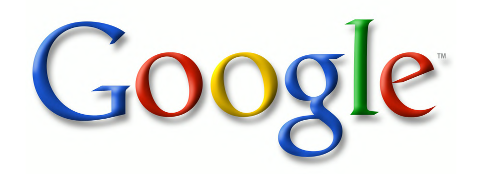
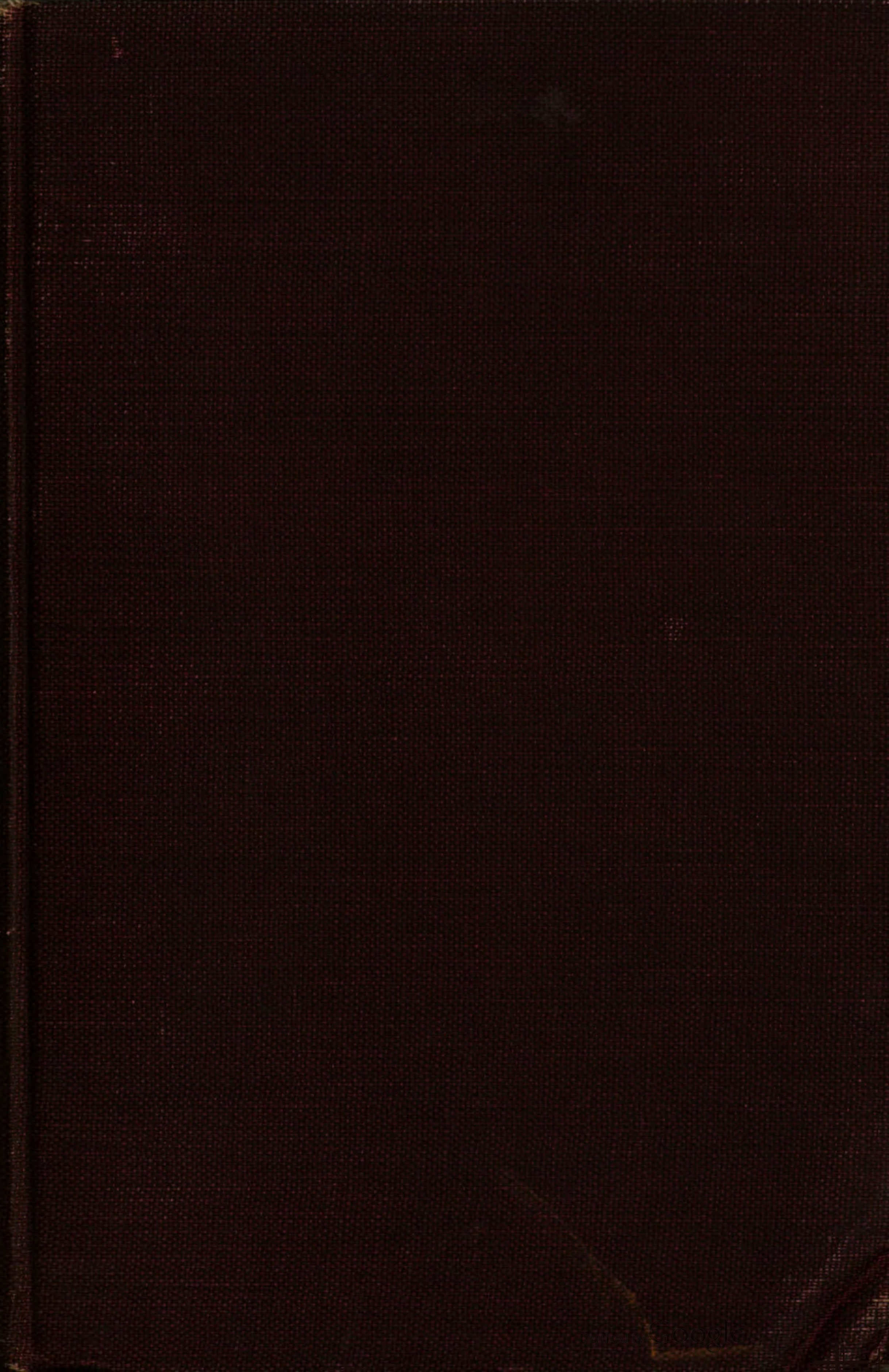
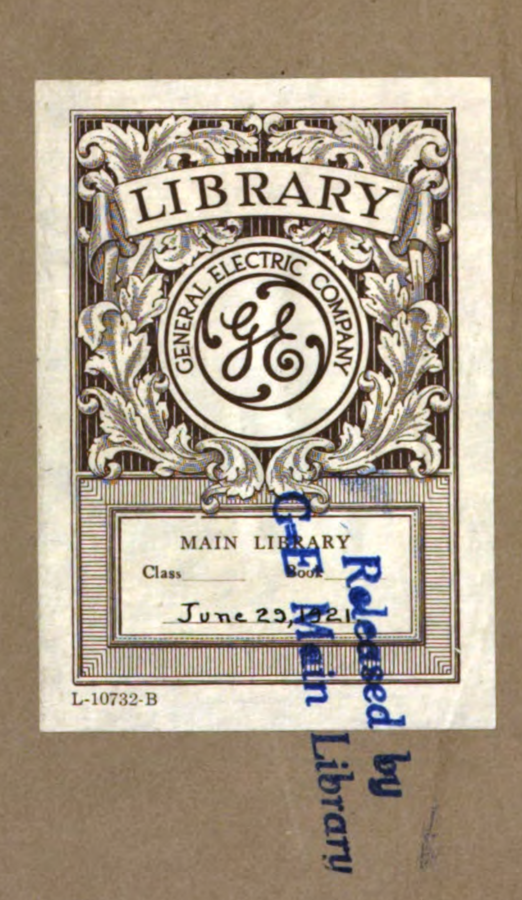






LIBRARY
GENERAL ELECTRIC COMPANY
GE
MAIN LIBRARY
Class
Book
June 29, 1921
L-10732-B
Released by G-E Main Library

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), **Prof. J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(chemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.

Achter Band

Mit 236 Figuren im Text und 1 Tafel



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

1914.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im Januar 1914.

Zweites Heft.

Ausgegeben im Februar 1914.

Drittes Heft.

Ausgegeben im April 1914.

Viertes Heft.

Ausgegeben im Mai 1914.

Fünftes Heft.

Ausgegeben im Juni 1914.

Sechstes Heft.

Ausgegeben im August 1914.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 8. 1914. Heft 1.

Über den Ersatz der offenen Strombahnen in der drahtlosen Telegraphie durch geschlossene.

Von **Ferdinand Braun.**

1. Im März 1913 haben wir im hiesigen physikalischen Institut — zunächst für andere Zwecke — einige Empfängerversuche angestellt, welche zu denjenigen Versuchen und Betrachtungen überführten, die ich im folgenden mitteile.

Für die Versuche diente der Turm des physikalischen Instituts. Ich gebe in Fig. 1 zunächst einen Durchschnitt durch denselben. Der etwa 24 m hohe Turm kann durch Bretter, welche auf Balkenlagen aufgelegt werden, in mehrere Etagen geteilt werden; es entstehen dadurch mehrere übereinander gelegene Zimmer, von denen ein hier in Betracht kommendes als oberstes bezeichnet ist. Es ist allseitig von einem durchweg steinernen Balkon umgeben. Die obere Decke dieses Zimmers bildet die „Plattform" des Turmes.

Für die Empfängerversuche sollten die Signale benutzt werden, welche vom Eiffelturm zwischen 11^{40} und 12 Uhr vormittags ausgehen (bisweilen auch die Nachtsignale) und wir wollten uns zunächst ein Bild verschaffen von der Stärke des am Beobachtungsorte ankommenden Feldes und dessen örtlicher Verteilung (in vertikaler Richtung); es wurde zu dem Ende ermittelt, wie viel die einzelnen Teile einer am Turm hinaufgeführten Antenne zur Erregung eines Empfangskreises beitrugen. Fig. 2 gibt eine schematische Ansicht des Instituts, welche zeigt, daß die Antenne fast bis zum Balkon des oberen Turmzimmers von den benachbarten Flügeln des Gebäudes verdeckt ist.

Das untere Ende der Antenne führte durch ein Fenster in den im Hochparterre direkt am Turm gelegenen Beobachtungsraum; sie war daselbst an einen nach Kapazität und Selbstinduktion variierbaren,

andererseits an Erde (Wasserleitung) angelegten Kondensatorkreis angeschlossen, so daß die von mir angegebene, später als Schwungradschaltung bezeichnete, Anordnung entstand. Das System war mit Summer abgestimmt auf die Pariser Welle (rund 2200 m); aufgenommen wurde in bekannter Weise mit Unipolardetektor und Telephon, die Lautstärke mit „Parallelohm“ ermittelt.

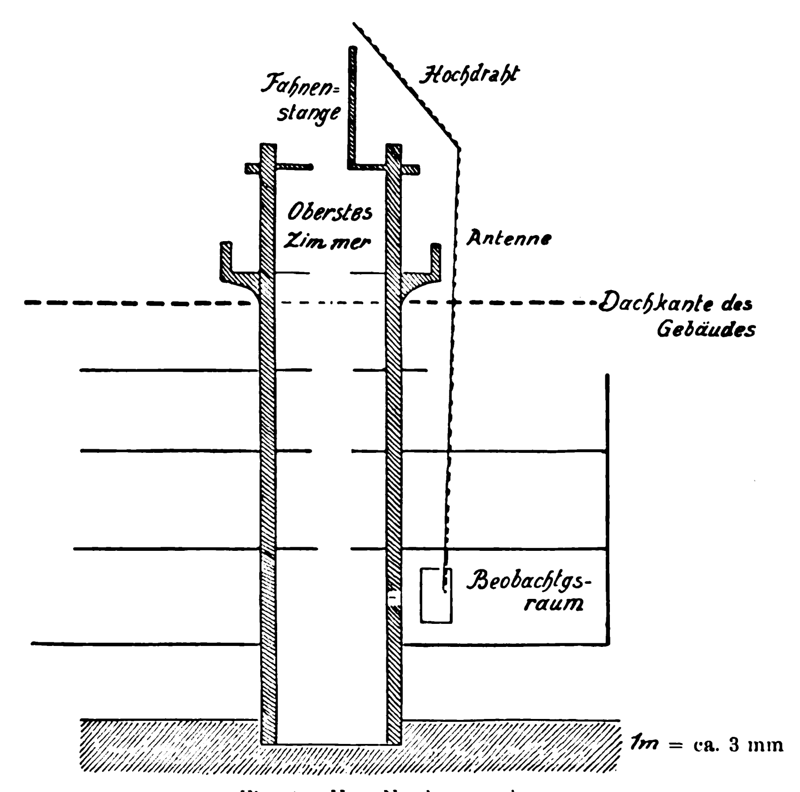


Fig. 1. Von Norden gesehen.

Das Resultat ist kurz gesagt das folgende: ein am Turm in etwa 2 m Abstand von ihm bis zur Brüstung der Plattform geführter Draht gibt eine sehr schwache Erregung (ca. 1000 Ohm parallel dem Telephon von 200 Ohm Gleichstromwiderstand). Wurde die Antenne von der Brüstung bis zum Ende einer hölzernen Fahnenstange, d. h. etwa 7 m höher geführt, so stieg die Lautstärke sehr erheblich (auf 100 Ohm). Diese Anordnung (bezeichnet als A), deren Lautstärke sich übrigens

an den verschiedenen Beobachtungstagen als konstant erwies, diente bei allen Versuchen als Kontrolle.

Es sollten nun Empfangsversuche mit vollständig geschlossenen Kreisen gemacht werden. Als ich dieselben unternahm, war ich über die Literatur nicht genügend unterrichtet. Dadurch sind manche, teilweise recht mühevolle Versuche entstanden, welche vielleicht unnötig waren, die ich aber doch im Interesse eines eigenen Urteils, für mich wenigstens, nicht entbehren möchte; und da andererseits nur durch sie ein praktisches Urteil ermöglicht wird, so möge deren Mitteilung gestattet sein.

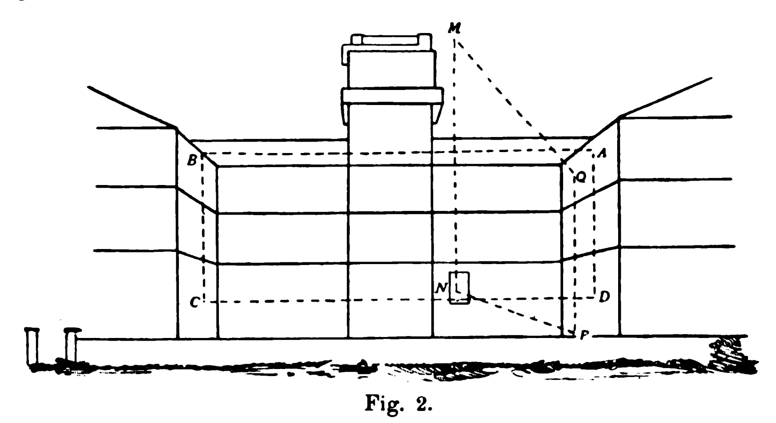


Fig. 2.

2. Ich gebe zunächst die Literatur, soweit sie mir bekannt ist. Der erste geschlossene Kreis tritt auf in einer Anordnung von Slaby und Arco (D. R. P. Nr. 124154); die Anordnung hat aber offenbar nicht in der beabsichtigten Weise gewirkt, denn es fand sich eine wesentliche Erhöhung der Wirkung durch Erdung. Dies hat aber nur einen Sinn, wenn die Schwingungen nicht im geschlossenen System verlaufen, sondern wenn dieses ganze System, schematisch gesprochen, gleichzeitig die eine Belegung eines Kondensators darstellt, dessen andere Belegung die Erde ist.

Frei von Erdung und so angeordnet, daß die Schwingungen im geschlossenen System verlaufen, sind Anordnungen, die ich im Jahre 1899 vorschlug (englisches Patent 12420; 1899). Der Kreis (Fig. 3) besteht aus einem Solenoid (mit rechteckigem Querschnitt) allein oder einem solchen in Verbindung mit einem Kondensator variabler Kapazität. Die Absicht bestand darin, eine lange Antenne durch eine kürzere zu ersetzen; die Vorderdrähte des Solenoids sollten in der Ebene der

ankommenden Welle liegen, die Hinterdrähte sollten abgeschirmt werden, so daß sie nur dazu dienen sollten, die in den Vorderdrähten induzierten elektromotorischen Kräfte zu addieren. Da die Versuche im Freien angestellt werden mußten und daher damals jedermann zugänglich waren, so wurde ein Patent angemeldet, ehe der Versuch eine Entscheidung über den Wert herbeigeführt hatte. Das Patent gibt an, wie es Versuche in Cuxhaven gezeigt hatten, daß, wenn die Vorderdrähte in der Wellenfront lagen, auch ohne besonders vorgesehene Abschirmung, schon einige Wirkung eintrat und sieht die Ursache darin, daß die Vorderdrähte schon die Hinterdrähte teilweise abschirmten. Wenn auch, wie das Folgende zeigt, diese Auffassung jedenfalls quantitativ nicht ausreichend ist, sondern die Wirkung dadurch zustande kommt, daß die beiden Drahtlagen wesentlich gleich stark, aber mit Phasendifferenzen erregt werden, so wird doch die Beobachtung durch die Versuche, die ich später beschreiben werde, bestätigt. Durch meine Anordnung war gleichzeitig die Möglichkeit eines orientierten Empfanges gegeben.

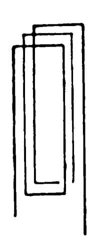


Fig. 3.

3. Das Patent spricht von einer günstigsten Wahl der Kapazität des Kondensators, sagt aber nicht, daß diese durch die Resonanzlage bestimmt sei. Nur insofern gehen spätere Vorschläge für geschlossene Empfangskreise über dasselbe hinaus. Dahin gehören die Patente von Marconi (Engl. Pat. Nr. 2456, 1912), wobei eine schon von Bellini und Tosi benutzte Idee verwendet wird, und von Fessenden (D.R.P. Nr. 225256, 1898). Letzterer will quasi-stationäre Ströme verwenden und dieselben auf eine Periode „abstimmen", lediglich durch „regelbare Induktanz", was unmöglich ist.

Alle diese Anordnungen sind überholt durch die Publikationen von Bellini und Tosi (Jahrbuch f. drahtlose Tel. I, 598, 1907), und Blondel (Jahrb. II, 190, 1908). Beide haben sowohl mit offenen als mit geschlossenen Kreisen im Empfänger wie im Sender operiert. Sie legen aber den Hauptwert auf die Möglichkeit eines orientierten Empfanges bzw. die Bestimmung der Richtung. Bezüglich des Senders sagen z. B. Bellini und Tosi: „Obwohl die Verwendung geschlossener Kreise einen höheren Energieaufwand als bei den gewöhnlichen Anordnungen mit vertikaler Antenne verlangt, so zeigt dieses Resultat doch, daß die benötigte Energie durchaus nicht übermäßig groß zu sein braucht", und bezüglich des Empfängers sagt Blondel: „Man verfügt also nur über eine Empfindlichkeit, die erheblich geringer ist

als diejenige bei Benutzung einer gewöhnlichen offenen Antenne, so daß die ganze Anordnung Gefahr läuft, auf große Entfernungen nicht mehr wirksam zu sein, wodurch das Interesse an derselben aufhören muß.“ (S. 191 l. c.)

4. Recht eingehend hat sich mit geschlossenen Kreisen, speziell als Empfänger, Pickard[1]) beschäftigt; seine Versuche zeigen, wie aussichtsvoll dieselben sind; er ist aber zu falschen Resultaten über die Verwendbarkeit geschlossener Empfängerkreise und deren günstigste Bedingungen gekommen, weil er von unrichtigen Vorstellungen über die physikalischen Vorgänge ausgegangen ist. Er würde daher auch bei einer rechnerischen Durchführung zu falschen Ansätzen und Resultaten gelangt sein.

Die Klarstellung erfordert es, auf die Pickardschen Arbeiten etwas näher einzugehen.

Pickard trennt die elektrische und magnetische Wirkung als zwei ganz verschiedene Sachen. Über die elektrische spricht er sich nicht ganz klar aus, er hat aber nach seiner Darstellung offenbar die folgende Auffassung: Durch sie werden in dem Luftraum Potentialdifferenzen gegen die Erde geschaffen, welche mit zunehmender Höhe der betreffenden Raumstelle zunehmen (etwa wie es bei atmosphärischer Elektrizität der Fall ist). Diese Potentialdifferenzen sind räumlich periodisch verteilt (also etwa von der Form $V = A \cdot z \cdot \sin \frac{x}{\lambda} 2\pi$, wenn z die Höhe über dem Boden, x die Bewegungsrichtung der Welle von der Länge λ darstellt). Wesentlich mit diesen arbeitet die offene Antenne (certain lines composing the electric component terminate momentarely on the antenna, and thereby raise or lower its potential with respect to earth. As the series of waves pass, a series of such potential changes in the antenna take place, resulting in a series of up-and-down surges of current between the antenna and its ground connection). Wir fügen hier gleich die Fortsetzung hinzu, obschon es vielleicht die Übersicht erleichtern würde, wenn sie erst bei der magnetischen Wirkung angeführt würde: "At the same time, the antenna is cut by the magnetic lines in the waves, and an electromotive force is set up between its upper and lower terminals, cooperating with the electrically induced surge. But as this electromotive force exists only between the upper and lower terminals of the antenna itself, and not between the antenna

1) Pickard, Electrical Review, New York, 50, 963 u. 985; 52, 262; 53, 494; vgl. Electrician 59, 563, 1907; Amerik. Patentschrift Nr. 876996, 1908.

and earth, it probably contributes little to the total effect in the detector circuit." (El. Review **50**, 985, 2te Colonne.)

In Übereinstimmung mit dieser Anschauung soll auch (l. c. S. 985) ein Symmetriedraht (Gegengewicht) nur als Kondensator, seine Länge also nur nach Maßgabe seiner Kapazität wirken; ferner (l. c. S. 986): „the potential on the antenna can not exceed the space potential due to the passing waves."

Pickard will nun die durch die magnetische Kraft induzierten elektromotorischen Kräfte in geschlossenen Kreisen ausnützen, er hebt auch ganz richtig hervor, daß die Kreise eine große Fläche umspannen müssen, um vielen magnetischen Kraftlinien den Durchtritt (in der richtigen Orientierung) zu gestatten. Es fehlt ihm aber infolge seiner unrichtigen Auffassung der Beziehungen zwischen elektrischer und magnetischer Kraft die Möglichkeit, einen Vergleich zwischen der offenen und geschlossenen Antenne anzustellen, und so kommt er zu der Ansicht, daß er eine beliebige Höhe der offenen Antenne durch eine entsprechende Länge der geschlossenen ersetzen könne.

Die Länge will er nur begrenzt wissen dadurch, daß sie eine Viertel-Wellenlänge nicht überschreiten dürfe, weil sonst die induzierte elektromotorische Kraft wieder abnehme.

Ob dieses unrichtige Resultat mit seiner unrichtigen Vorstellung zusammenhängt, daß die elektrische und magnetische Kraft in der fortschreitenden Welle um 90° phasenverschoben sein sollen (während sie phasengleich sind), weiß ich nicht. Sein Versuch, diese Phasendifferenzen experimentell zu beweisen und elektrische und magnetische Kraft in ihrer Wirkung zu addieren, muß fehlerhaft sein — spielt aber zunächst nur eine untergeordnete Rolle.

Nach der Auffassung von Pickard würde man mit seiner Anordnung nur einen Teil des ganzen Feldes ausnutzen. Die elektrische Feldstärke würde nach ihm noch unverwendet bleiben; und da nicht einmal deren Richtung aus derjenigen der magnetischen Kraft bestimmt ist, so würde man auch für den Zweck, das Feld auszumessen, die Aufgabe damit noch nicht lösen. In Wirklichkeit liegt, wie das Folgende zeigt, die Sache so: Die Größe des Feldes läßt sich auf magnetischem Wege vollständig bestimmen; um aber seine Richtung zu wissen, muß noch eine weitere Größe bekannt sein.

I. Geschlossene Kreise als Empfänger; ihre Vorteile und ihre beste Dimensionierung.

5. Ich gehe nun zu eigenen Versuchen über (die im März und April 1913 angestellt wurden[1]). Ein Solenoid, mit seiner Achse horizontal liegend, sollte gleichzeitig um eine vertikale Achse drehbar sein. Wenn die Magnetkraftlinien des ankommenden Feldes, die wir als horizontal voraussetzen, die Windungsfläche senkrecht durchschneiden, so sollte ein Maximum der Erregung da sein. Sie sollte verschwinden bei Drehung um 90°, wenn also der magnetische Induktionsfluß durch die Spule gleich Null geworden ist.

Die Versuche sollten gleichzeitig über die Stärke der Erregung, Fehlerquellen der Methode usw. einen praktischen Anhalt geben.

a) Eine Spule von 1,3 m Länge, 0,5 m Durchmesser, 96 Windungen von 1,5 mm Kupferdraht wurde auf der Plattform des Turmes so angebracht, daß die Achse der Spule in einer horizontalen Ebene drehbar war. Von der Spule führten Vertikaldrähte durch das Innere des Turmes in den etwa 4 m über dem Erdboden gelegenen Beobachtungsraum. Eine Überschlagsrechnung ließ wenig Erfolg erwarten. Es zeigte sich schwacher Empfang, welcher sich etwas änderte mit Drehen der Spule (250 Ohm, wenn Spulenachse parallel Paris—Straßburg; 350 Ohm, wenn senkrecht dazu).

b) Es wurde ein Solenoid aus blankem Kupferdraht (von 2,5 mm Durchmesser) hergestellt. Der Draht wurde über einen Rahmen aus gut paraffiniertem Holz gewickelt; das Solenoid bestand aus 30 Windungen; der Querschnitt war ein Quadrat mit abgerundeten Ecken von 3 m Seitenlänge; die Achse des Solenoids war etwa 60 cm lang, die Ganghöhe einer Windung also etwa 2 cm. In das Solenoid wurde eingebaut ein variabeler Kondensator und das ganze System abgestimmt auf die Welle des Eiffelturmes. Nach mehreren Versuchen entschied man sich, bei dieser Anordnung alle 30 Windungen hintereinander zu schalten und fünf Windungen zur Erregung des Detektors zu benutzen. Das Solenoid wurde so aufgehängt, daß die eine Kante des Quadrats vertikal, die andere Kante und ebenso die Achse also horizontal lagen. Es konnte mittels eines Strickes auf der einen Seite des Turmes hochgezogen werden.

Eine Anzahl Versuche wurden nun in der Weise angestellt, daß

---

1) Das folgende ist wesentlich der Inhalt einer am 16. Mai d. J. eingereichten Patentschrift.

der Rahmen etwa 15 m hoch in der Luft schwebte. Von den erwähnten fünf Windungen desselben führten zwei vertikale Drähte zum Detektor, welcher sich mit Zubehör im Beobachtungszimmer befand. Der Rahmen wurde mit Seilen, welche zu seinen unteren Ecken führten, von im Hofe des Instituts aufgestellten Personen um 90° und darüber um die Vertikale gedreht. Es gelang aber nicht, mit ausreichender Sicherheit die gewünschten Maxima und Minima zu beobachten. Wir vermuteten Störungen durch die langen Zuleitungsdrähte; es gelang nicht, weder dieselben zu eliminieren, noch ihren Ursprung mit Sicherheit festzustellen.

Das Wünschenswerteste wäre gewesen, den Rahmen ganz frei und möglichst symmetrisch gegen seine Umgebung, etwa auf der Plattform des Turmes, drehbar anzubringen. Dies war nicht durchführbar, und so entschlossen wir uns zu dem folgenden Kompromiß.

c) Der Rahmen wurde so hoch gezogen, daß er die unmittelbar benachbarten Gebäude (vom Turm abgesehen) frei überragte; seine obere Kante befand sich dann etwas tiefer als die Brüstung der Plattform; die untere Kante in gleicher Höhe mit dem obersten Zimmer des Turmes (Fig. 4). Von fünf Windungen des Solenoids führten zwei horizontale, möglichst kurze Drähte (ca. 6 m lang) in dieses Turmzimmer zum Detektor mit Telephon (200 Ω) und Kondensator und einem neben das Telephon geschalteten Rheostaten.

Das Ergebnis einer Reihe von Beobachtungen (von fünf Beobachtern kontrolliert) war das folgende: Es fand sich eine gut ausgesprochene Lage maximaler Erregung; die Windungsebene des Solenoids, welche markiert wurde, fiel, wie ein späterer Vergleich mit dem Kompaß zeigte, mit einer nur durch Zufall erklärbaren Genauigkeit in die Richtung Paris—Straßburg. Dagegen konnte bei Drehung des Solenoids wohl ein Minimum, aber keine Nullstellung gefunden werden; nur wenn die Maximalerregung schon an sich klein (nasse Umgebung) oder künstlich herabgesetzt war, kam der Ton bei der Minimalstellung unter die Grenze der Hörbarkeit.

Diese Beobachtung, weit entfernt, einen Fehler der Methode aufzudecken, zeigt im Gegenteil ihre Brauchbarkeit. Sie ist nämlich folgendermaßen zu deuten: Die Erregung stellt sich graphisch dar durch die Radienvektoren einer langgestreckten Ellipse; das Maximum fällt bei Drehung anfangs wenig, dann sehr rasch ab und geht in ein sehr flaches Minimum, aber nicht in Null über. Es entsteht, ein Schluß, zu dem auch die örtlichen Verhältnisse fast mit Notwendig-

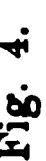


Fig. 4.

keit führen, am Beobachtungsorte durch störende lokale Wirkungen ein magnetisches Drehfeld.

6. Die obige und andere Beobachtungen fanden statt an einem Punkte, der 200 Wellenlängen von der Strahlungsquelle entfernt ist,

also sicher im Gebiete der sog. Wellenzone. Sie zeigen, daß man auch dann nach dem Induktionsfluß rechnen darf. Die Unterscheidung zwischen elektrischer und magnetischer Kraft ist — offenbar veranlaßt durch eine Hertzsche Ausdrucksweise — vielfach unrichtig aufgefaßt worden und hat manche Autoren (z. B. Fessenden u. a.) dahin geführt, daß sie unter Umständen von rein magnetischen Wellen reden wollen. Die Rechnung mit elektrischen Vektoren ist ebenso berechtigt und muß zu denselben Ergebnissen führen.

7. Im folgenden soll magnetisch gerechnet werden. Im Anfangspunkt der Koordinaten befinde sich eine Quelle, welche in der x-Richtung Wellen aussendet. In der Richtung des Wellenzuges befinde sich ein Drahtrechteck von der Höhe dh und der Länge a. Die magnetische Kraft f liege senkrecht zur Zeichenebene; Q sei der Induktionsfluß durch das Rechteck, so ist

$$(1) \qquad Q = dh \int_{x_0}^{x_0+a} f\, dx$$

wobei

$$(2) \qquad f = f_0 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) 2\pi$$

(T Schwingungsdauer, λ Wellenlänge). Wir berechnen zweckmäßig gleich die zeitliche Änderung; dann ist

$$(3) \qquad \frac{\partial Q}{\partial t} = dh \int_{x_0}^{x_0+a} \frac{\partial f}{\partial t}\, dx$$

und da

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\lambda}{T}\frac{\partial f}{\partial x} = -v\frac{\partial f}{\partial x}$$

(v Geschwindigkeit der Welle), so wird

$$(4) \qquad -\frac{\partial Q}{\partial t} = dh\cdot v \int_{x_0}^{x_0+a} \frac{df}{dx}\, dx = dh\cdot v\,[f_{x_0+a} - f_{x_0}$$

wo

$$f_{x_0} = f_0 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x_0}{\lambda}\right) 2\pi$$

$$f_{x_0+a} = f_0 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x_0+a}{\lambda}\right) 2\pi$$

Daher wird

$$f_{x_0+a} - f_{x_0}$$

von der Form

$$f_{x_0+a} - f_{x_0} = F \sin\left(\frac{t}{T} 2\pi + \varphi\right)$$

wo

$$F = -2 f_0 \sin\frac{a}{\lambda}\pi$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \operatorname{cotg}\frac{2x_0 + a}{\lambda}\cdot\pi$$

oder

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{2x_0 + a}{\lambda}\pi$$

Daher wird die im Rechteck induzierte elektromotorische Kraft

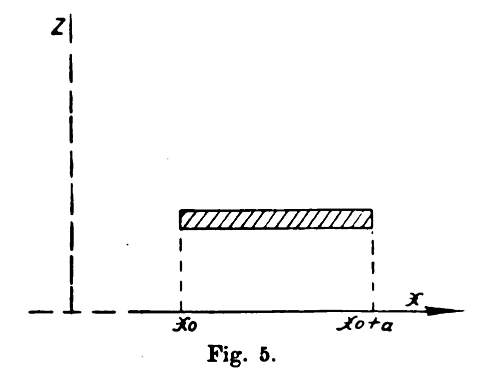


Fig. 5.

(wenn ihre Richtung in bekannter Weise dem Induktionsfluß zugeordnet wird)

$$\text{(4a)} \qquad E = -\frac{\partial Q}{\partial t} = v \cdot dh \cdot 2 f_0 \sin\frac{a}{\lambda}\pi \cdot \sin\left(\frac{t}{T} 2\pi + \varphi\right)$$

Im folgenden wird zunächst immer nur von dieser ganzen elektromotorischen Kraft gesprochen. Es sei aber schon hier darauf hingewiesen, daß sie allein im allgemeinen die Wirkung noch nicht bestimmt. Es kommt vielmehr noch darauf an, an welcher Stelle des in Schwingung zu setzenden Systems sie angreift. Wirkt sie (wie z. B. an einer offenen Antenne, deren Länge eventuell auch nur einen Bruchteil der ganzen Wellenlänge ausmacht) vorzugsweise an einem Spannungsbauch, so wird die Erregung geringer, als wenn sie an der Stelle

eines Strombauches angreift. Man kann sagen, es sei die Koppelung mit dem umgebenden Felde geändert.

Im allgemeinen wird f_0 noch eine Funktion von z sein, die in der Nähe des Erdbodens gewöhnlich kleiner zu sein scheint als in größerer Höhe.

Sieht man davon ab und setzt f_0 bezüglich z als konstant an, so ergibt sich für ein Rechteck von der endlichen Höhe h die ganze induzierte elektromotorische Kraft E

$$E = v\,h \cdot 2 f_0 \sin \frac{a}{\lambda}\pi \cdot \sin\left(\frac{t}{T}\,2\pi + \varphi\right)$$

Ihre Amplitude E_0 ist also

$$E_0 = v\,h \cdot 2 f_0 \sin \frac{a}{\lambda}\pi \quad . \tag{5}$$

Man übersieht unmittelbar:

a) Steht das Rechteck zwar noch vertikal, aber mit seiner Fläche um die Höhe h_0 verdreht im Winkel Θ gegen die Fortpflanzungsrichtung der Welle, so tritt für a ein $a \cos \Theta$.

b) Ist a klein gegen λ, so wird

$$E_0 = 2 v\,h \cdot \frac{a}{\lambda}\pi \cdot f_0 = \tilde{\omega} \cdot h\,a \cdot f_0 \tag{5a}$$

wenn $\tilde{\omega}$ die zyklische Schwingungszahl ist.

Läßt sich E_0 in absolutem Maße bestimmen, so ist damit auch direkt das magnetische (und indirekt das elektrische Feld) der Welle am Beobachtungsorte gemessen.

Tritt an Stelle einer einzigen Windung ein Solenoid, so ist die Induktionsfläche S, die für ha eintritt, die Zahl der Windungen mal der Fläche der Einzelwindung.

Sieht man von der Phase der erregenden elektromotorischen Kraft ab, so wird die Strömung i in einem solchen Kreise, in dem die Kapazität C, die Selbstinduktion p und der Ohmsche (Hochfrequenzwiderstand) r (Strahlungswiderstand eingeschlossen) sich befinden mag, durch die bekannten Gleichungen bestimmt.

$$E_0\,\tilde{\omega} \cos \tilde{\omega}\,t = p\,\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} + r\,\frac{\partial i}{\partial t} + \frac{i}{C} \tag{6}$$

7. Für den stationären Zustand (die allgemeine Lösung vgl. z. B. Bedell und Crehore, Theorie der Wechselströme, S. 100ff.), wie man ihn heute durch Erregung mit ungedämpften Schwingungen erreichen kann, führt dies zu den bekannten Resultaten:



$$(7) \qquad i = \frac{E_0}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{C\tilde{\omega}} - p\tilde{\omega}\right)^2}} \sin(\tilde{\omega}t + \psi)$$

Für die Ladung q zu

$$(8) \qquad q = -\frac{E_0}{\tilde{\omega}\sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{C\tilde{\omega}} - p\tilde{\omega}\right)^2}} \cos(\tilde{\omega}t + \psi)$$

und für Spannung V am Kondensator

$$(9) \qquad V = \frac{q}{C}$$

oder für den Fall der Resonanz zu

$$(7a) \qquad i = \frac{E_0}{r} \sin \tilde{\omega} t$$

$$(8a) \qquad q = -\frac{E_0}{\tilde{\omega} r} \cos \tilde{\omega} t \quad \text{wo } E_0 = \tilde{\omega} S f_0$$

$$(9a) \qquad V = -\frac{E_0}{\tilde{\omega} C r} \cos \tilde{\omega} t$$

und für die pro Zeiteinheit im empfangenden System aufgenommene Energie W

$$(10) \qquad W = i^2 r = \frac{1}{2} \frac{E_0^2}{r} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\omega}^2 S^2 f_0^2}{r}$$

8. Nach diesen Gleichungen lassen sich die praktisch günstigsten Dimensionen für gegebene Fälle berechnen. Da im quasi-stationären Kreise alle Konstanten (angenähert auch r) sich berechnen oder mit bekannten Methoden experimentell ermitteln lassen, so ist damit die Möglichkeit absoluter Messungen gegeben.

Unbestimmt bleibt freilich zunächst der Strahlungswiderstand. Aber bei diesen einfach gestalteten Gebilden werden sich Methoden finden lassen, um ihn aus Dämpfungsmessungen unter verschiedenen, gut in die Rechnung einführbaren Bedingungen experimentell zu ermitteln.

Man wird mittels solcher „Probespulen“ daher die magnetischen Felder elektrischer Wellen nach Größe und Richtung in den verschiedenen Höhen, ihre Abhängigkeit von Gelände, Hindernissen, ihre Absorption usw. bestimmen können; das Feld kann stückweise

untersucht werden. Der als mögliche Störungsquelle hereinkommende Anteil langer, vertikaler Zuleitungsdrähte bedarf noch besonderer Untersuchung; der Fehler sollte sich durch eine streng symmetrische Anordnung eliminieren lassen. Es wird auch keine erheblichen Schwierigkeiten bieten, das Feld der in den Erdboden eingedrungenen Wellen zu prüfen.

9. Nahe gelegene Methoden lassen auch die Wellenlänge ermitteln; wenn z. B. zwei Spulen voneinander um $\frac{\lambda}{4}$ in der Richtung der fortschreitenden Welle entfernt und miteinander leitend verbunden sind, so darf sich am Strom in der Verbindungsleitung nichts ändern, wenn die Spulen hinter- oder gegeneinander geschaltet sind; umgekehrt zeigt dieses bequeme Kriterium an, daß der Abstand $= \frac{\lambda}{4}$ ist. Der Gedanke, aus der Phasendifferenz den Abstand in Bruchteilen der Wellenlänge zu ermitteln, läßt sich mannigfach variieren, und es wird von praktischen Erwägungen abhängen, welche Ausführungsform man wählt.

Die Richtung des elektrischen Vektors kann unabhängig davon durch eine Einzelantenne variierbarer Richtung ermittelt werden.

Es versteht sich von selbst, daß man (bei langen Wellen und kleinen Abmessungen der Probespule) die letztere auch mit einem Medium hoher Permeabilität teilweise ausfüllen kann und so (namentlich bei den heute benutzten niederen Frequenzen) gewissermaßen noch Energie aus dem umgebenden Raume ansaugen kann. Zur Richtungsbestimmung auf Schiffen und Luftschiffen werden verhältnismäßig kleine Solenoide verwendbar sein. —

Für orientierten Empfang können solche Rechtecke einander parallel, für allseitigen in zwei zueinander senkrechten Ebenen, wie letzteres schon oft vorgeschlagen ist, angeordnet werden.

Um die magnetische Energie des Raumes möglichst auszunutzen, wird man zweckmäßig an Solenoide mit großer Ganghöhe denken. Aber auch abgesehen davon sind sie zweckmäßig, weil man für jede Schwingungszahl nur über eine gewisse Größe der Selbstinduktion verfügt. Man wird also diese für einen gegebenen Kraftlinienfluß der ankommenden Wellen möglichst gering machen.

10. Wenn a nicht mehr klein gegen die Wellenlänge ist, so wird E_0 ein Maximum $= 2 f_0 \, . \, vh$ für $a = \frac{\lambda}{2}$; es verschwindet für $a = \lambda$, Resultate, welche unmittelbar einleuchten.

Unter Wellenlänge ist allgemein diejenige in dem betreffenden Medium, in welchem sich der geschlossene Kreis befindet, zu verstehen. Die Lineardimensionen verkleinern sich nach Maßgabe der Fortpflanzungsgeschwindigkeit; sie würden z. B., wenn der ganze Kreis sich in einer ausgedehnten Wassermasse befände, sich auf $^1/_9$ reduzieren.

11. Die induzierte elektromotorische Kraft wird im günstigsten Falle gleich der doppelten von der in einer gleich hohen Einzelantenne erregten. Es genügt aber schon eine Länge $a = \frac{\lambda}{6}$ (also für $\lambda = 2000$ m, $a = 330$ m), um die elektromotorische Kraft der Einzelantenne zu erzielen.

Wenn die Strömung nicht mehr quasi-stationär ist, ist auch die Form der Fläche von Einfluß.

Die Rechnungen für andere Formen ergeben sich aus Gleichung (5) durch Integration.

12. Die Gleichung (4) können wir nun, unabhängig von der Rechnung, die zu ihr geführt hat, so interpretieren, daß wir sagen: In einem einzelnen Drahte von der Länge dh wird unter den dort vorausgesetzten Bedingungen eine elektromotorische Kraft von der Größe

$$dh \cdot v \cdot f_0 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) 2\pi$$

induziert; aus ihr berechnet sich die Stromstärke nach Größe und Phase aus den Konstanten des Stromleiters. Indem wir diese Verallgemeinerung machen, kommen wir einfach auf die alte Form des Induktionsgesetzes für eine offene Strombahn (Stromelement) zurück. Es ist anwendbar sowohl auf geschlossene wie auf offene Strombahnen. In unserem speziellen Falle können wir so operieren, daß wir uns eine räumlich periodisch verteilte magnetische Kraft (diese liege horizontal) gegeben denken; senkrecht gegen dieses Magnetfeld stehe ein Draht (in unserem Falle also vertikal); das ganze Magnetfeld wird in einer Richtung senkrecht zum Draht und senkrecht zur Feldrichtung mit der Geschwindigkeit v bewegt. Die induzierte elektromotorische Kraft ist in Volt bestimmt aus $10^{-8}\, dZ/dt$ (dZ die Anzahl der in der Zeit dt geschnittenen Kraftlinien).

Wenn der Draht eine endliche Länge hat und vertikal steht, die Wellenfront aber mit der Vertikalen einen Winkel bildet, so werden die in den einzelnen Drahtelementen zur gleichen Zeit induzierten Kräfte nicht phasengleich sein, und es übersieht sich auch ohne Rech-

nung, daß die Amplitude der (beim Durchschneiden einer Wellenlänge) induzierten elektromotorischen Kraft nicht den denkbar günstigsten Wert hat. Dieser tritt ein, wenn der Draht in der Wellenfront liegt. Seine Lage bestimmt dann den elektrischen Vektor, und es ist nun bequemer, mit diesem zu operieren.

Die Größe des Feldes und die Richtung der magnetischen Amplitude kann mit geschlossenen Stromkreisen bestimmt werden; um die Richtung des Feldes aber zu kennen, muß entweder die Strahlungsrichtung bekannt sein (in den meisten Fällen wird mit einiger Sicherheit nur die Fortschrittsrichtung der Welle längs einer Horizontalebene als gegeben betrachtet werden können) oder die Neigung der Wellenfront muß durch einen derartigen zweiten Versuch ermittelt werden, d. h. schematisch am einfachsten mit einer offenen Antenne.

Ist das Maximum der Erregung einmal, wenigstens angenähert, festgelegt, so wird es voraussichtlich bequemer und genauer sein, diejenige Ebene zu bestimmen, deren Normale der elektrische Vektor ist. Antennen, welche in dieser Ebene liegen, dürfen nicht ansprechen. Natürlich werden Erdungen wegen der fast immer notwendigen vertikalen Strecken im allgemeinen zu vermeiden sein; man wird versuchen müssen, ob man sie durch einen Symmetriedraht, welcher in derselben Ebene liegt, ersetzen kann. Diese Anordnung hat auch den Vorteil, daß sie das vorhandene Feld nicht stört. Zur Kontrolle wird man wohl immer eine wenigstens nahezu in die Richtung des elektrischen Feldes gelegte Antenne zwischendurch an den Schwungradkreis anlegen.

Ehe Versuche in dieser Richtung vorliegen, erscheint es verfrüht, an die Frage zu rühren, ob es möglich ist, etwa mit einer rechtwinklig geknickten Antenne, deren einer Schenkel in der Strahlenrichtung verlaufen mag, die Krümmung der Wellenfront in größeren Höhen zu untersuchen.

Aber wenn man auch für den Augenblick noch auf keine genauen Resultate rechnen darf, so scheinen doch orientierende Beobachtungen in dieser Richtung geradezu Bedürfnis.

13. Ich kehre zurück zu den geschlossenen Kreisen. Die Frage ihrer günstigsten Formen und Dimensionen ist nun leicht zu erledigen. Es handelt sich nach den Gleichungen (7) bis (10) wesentlich darum, das Verhältnis E_0/r der elektromotorischen Kraft zum Widerstand möglichst groß zu machen.

Da bis zu etwa 30^0 $\left(\text{d. h. bis zu } a = \frac{\lambda}{6}\right)$ der Sinus praktisch dem

Winkel proportional gesetzt werden darf, so erhält man mit jeder Vergrößerung von a eine ihr proportionale Erhöhung der elektromotorischen Kraft und gleichzeitig (vom Detektor wird abgesehen) des Widerstandes $\left(\text{von der Form } \frac{a\,h}{2\,(a+h)}\right)$. Das folgende Zahlenbeispiel erläutert die Verhältnisse für einen speziellen Fall; es sei $\lambda = 2000$ m, das Rechteck 50 m hoch, der Widerstand pro Meter Leitungsdraht 0,002 Ω (d. h. 6 mm² Querschnitt für Gleichstrom, der aber in 200 Drähte von 0,2 mm Durchmesser für $\lambda = 2000$ m aufzulösen wäre). Wir geben die elektromotorische Kraft in Bruchteilen derjenigen einer freien (Schirm-)Antenne gleicher Höhe.

Länge a	Erregende Elektromot. Kraft	Widerstand	$\frac{E_0}{r}$
50 m	0,156	0,4 Ω	0,39
100 "	0,312	0,6 "	0,52
150 "	0.466	0,8 "	0,58
200 "	0,618	1,0 "	0,62
250 "	0,764	1,2 "	0,64
300 "	0,908	1,4 "	0,65
330 "	1	1,52 "	0,66

Fig. 6 stellt die Resultate graphisch dar. Sie zeigt, daß wenn der Detektor mit einer der aufgenommenen Energie proportionalen Größe arbeitet, Vergrößerung der horizontalen Abmessung günstig ist. Wenn es dagegen gelingt, Detektoren zu verwenden, welche mit der Stromstärke oder der Spannung proportional reagieren, so würde man sich auf viel kleinere Längsausdehnungen ($\lambda/10$ und weniger) beschränken.

14. Es ergibt sich ferner folgendes:

a) Bei gleicher Höhe und Länge ist das Rechteck dem Dreieck wesentlich überlegen; man gewinnt bei ihm prozentisch an Leitfähigkeit der Strombahn wenig (nur nach Maßgabe der verkleinerten Peripherie), verliert aber an elektromotorischer Kraft und zwar innerhalb der Gebiete von $\frac{a}{\lambda}\pi$, in denen der Sinus dem Winkel gleich gesetzt werden darf, wesentlich nach Maßgabe der Fläche.

b) Man wird im auffangenden System zweckmäßig nicht wesentlich über eine Länge $= \lambda/6$ hinausgehen. Man erreicht größere Effekte bequemer entweder durch Parallelschalten gleicher Empfänger (Fig. 10), d. h. durch Vergrößerung des Querschnittes der Bahn (letztere ist nach

den Gleichungen (7) bis (10) und großen Längen ausschlaggebend); oder durch Hintereinanderschalten, wie Fig. 9 andeutet. Die Abstände, welche den auffangenden Systemen zu geben sind, lassen sich aus der magnetischen Raumenergie annähernd überschlagen.

Letztere ist pro Volumelement $d\tau$

$$d W_m = \frac{1}{8\pi} M^2 d\tau$$

wo

$$M = f_0 \sin \frac{x}{\lambda} 2\pi$$

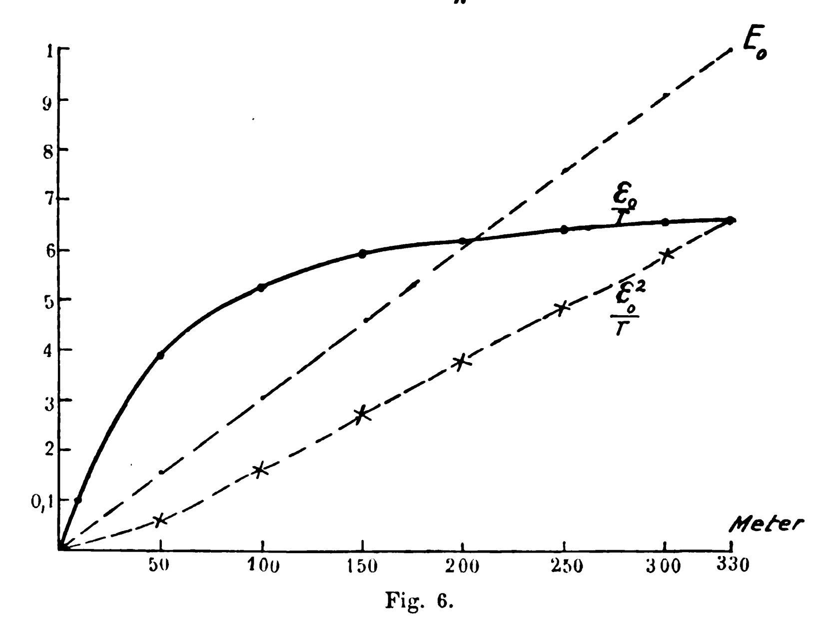


Fig. 6.

Daraus folgt, daß durch eine Fläche F, die senkrecht zur Strahlrichtung gestellt ist, in 1 Sek. hindurchwandert die Energie

$$W_m = \frac{1}{16\pi} F \cdot f_0^2 \cdot v$$

wenn v die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Andererseits gibt Gleichung (10) die in derselben Zeit von einem geschlossenen Kondensatorkreis aufgenommene Energie W_0

$$W_0 = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\omega}^2 S^2 f_0^2}{r} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\omega}^2 (h\,a)^2 f_0^2}{r}$$

Wir stellen speziell die folgende Frage: Es befinde sich im Kondensatorkreis ein aufsaugendes Rechteck von der Höhe h und der Länge a. Wir fragen: Wie breit muß ein Flächenstreifen sein, welcher dieselbe Höhe haben soll, damit durch ihn am Beobachtungsorte diejenige Energie hindurchwandert, welche der Kondensatorkreis aufnimmt? Ist b die gesuchte Breite, so wird

$$b = 8\pi \frac{\tilde{\omega} h a^2}{r v}$$

Setzt man den ganzen Widerstand des Kreises = 1 Ohm, $h =$ 50 m, $a = 20$ m, $\lambda = 2000$ m, so ergibt sich die Breite zu 135 m; bei einer Länge des Rechteckes von 100 m würde sie auf das 25fache des obigen Wertes, also fast 3 km, anwachsen.

Diese offenbar unwahrscheinlichen Werte deuten darauf hin, daß es praktisch nicht möglich sein wird, so geringe Widerstände im Empfangssystem herzustellen (vgl. dazu § 18c).

Aber auch wenn die hier vorausgesetzten Verhältnisse in Wirklichkeit nur annähernd zutreffen, so zeigt sich die Berechtigung der Frage, ob man nicht viel vorteilhafter verfährt, wenn man mehrere geschlossene Kreise in ziemlich erheblichem Abstand von einander benutzt (vgl. Fig. 10, wo die oberen und unteren Drähte der Rechtecke durch o und u angedeutet sind), statt eines, wenn auch breiten und die von den einzelnen Empfangskreisen aufgenommene Energie in einen Sammelkreis sich ergießen läßt; Fig 10 zeigt eine mögliche Anordnung. Diese Bemerkung gilt natürlich auch für offene, z. B. geknickte Antennen.

c) Die offene Antenne würde wegen ihres kleinen Widerstandes immer überlegen sein, wenn derselbe wirklich nur durch den Widerstand der metallischen Leitungsbahnen bestimmt wäre.

Dies ist aber bekanntlich nicht der Fall; einmal kommt im allgemeinen noch Selbstinduktion und mit ihr Ohmscher Widerstand herein, und zweitens spielt die Beschaffenheit der Erde eine ausschlaggebende Rolle und macht praktische Schwierigkeiten.

15. Und hier setzt voraussichtlich der weitere Vorteil des geschlossenen Kreises ein. Man hat gut definierte, konstante Widerstände und wird mit ihm weniger abhängig von der Erde. Wenn Bellini und Tosi den Verlauf der elektrischen Kraftlinien zeichnen (Jahrbuch I, S. 598, 1907), wie Fig. 11 angibt (l. c. S. 599), so ist dies nicht richtig. Der wirkliche Kraftlinienverlauf ist ungefähr wie

in Fig. 12, und was Bellini und Tosi zeichnen, kann nur einen Nebenschluß zu Fig. 11 bedeuten.

Die Verlustdämpfungen in der Erde lassen sich noch wesentlich reduzieren, wenn man die unteren horizontalen Drähte in einiger Höhe über dem Boden führt. Je schlechter die Erde ist, desto besser ist der geschlossene Empfänger.

Die Verlustdämpfungen, welche die Strömungen in der metallischen Bahn durch Induktion im Boden herbeiführen, würden sich auch z. B. bei einer geknickten Antenne verringern lassen durch dieselbe Anordnung des unteren Teiles. Es bleibt aber dort eine ungünstigere elektrische Feldverteilung, welche größere Verlustströmungen im Boden bewirkt.

16. Zur Erläuterung des Vorstehenden seien einige Versuche angeführt, welche im Hofe des physikalischen Institutes angestellt wurden. Zum Vergleich diente die schon früher erwähnte offene, am Turm in die Höhe geführte Antenne. Es sei daran erinnert, daß dieselbe fast nichts aufnahm (Lautstärke = 1000 Ω), wenn sie in der Höhe der Plattform des Turmes endete; wurde sie aber etwa 7 bis 8 m höher geführt, so stieg die Lautstärke auf 100 Ω. Also nur diese letzteren freistehenden Teile sind für die Erregung praktisch entscheidend.

Demgegenüber gab der früher erwähnte Rahmen, obschon er noch ganz unterhalb der Plattform hing, in günstiger Lage 170 Ω (in Minimalstellung etwa 700 Ω und mehr).

Es konnte mit dem Rahmen, selbst als er nur 2 m über dem Boden hing, Paris bei günstiger Orientierung eben gehört werden; die Zeichen verschwanden aber bei schon geringer Drehung.

Es wurde ferner ein rechteckiger Draht $ABCD$ von 2,6 mm Durchmesser im Hofe ausgespannt (Fig. 2), also noch ganz durch die Flügel des Gebäudes verdeckt, mit seiner Ebene in der Richtung Paris—Straßburg gelegen und zu einem geschlossenen Kondensatorkreis ergänzt. Höhe h des Rechteckes = 15 m, Länge a = 25 m, untere Kante etwa 4 m über dem Boden (Fläche 375 m^2). Es wurde mit einer Lautstärke von 30—40 Ω empfangen; an den verschiedensten Beobachtungstagen immer mit gleicher Intensität. Dabei war noch eine Ballastselbstinduktion eingeschaltet, welche etwa das Doppelte von der des Rechteckes betrug. Die Beobachtungen lassen keinen quantitativen Vergleich der induzierten elektromotorischen Kräfte zu. Sie gestatten aber doch, folgendes zu sagen: Nach Gleichung (5) ist die erregende elektromotorische Kraft etwa 14% derjenigen, welche auf eine gleich hohe Einzelantenne, etwa in der Front des Rechteckes,

wirken würde. Diese offene Antenne würde aber nach den angeführten Beobachtungen praktisch — da sie noch ganz im Schutze der Gebäude liegt — kaum etwas ergeben. Es ist nicht anzunehmen, daß die Widerstände im geschlossenen Kreise so viel geringer, gegenüber denen der offenen Antenne sind, daß daraus die beobachtete außerordentliche Steigerung der Empfängerwirkung verständlich würde.

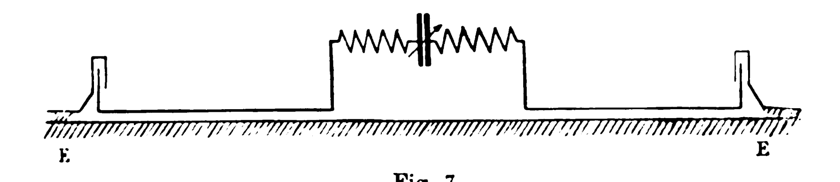


Fig. 7.

Zur Erklärung bleiben nur zwei Möglichkeiten, die sich aber gegenseitig nicht ausschließen:

entweder man wird annehmen müssen, daß die Welle in den Hofraum — über die Dächer hinweggehend — von oben einfällt, so daß roh gesprochen, die Horizontaldrähte des Vierecks die Rolle übernehmen, welche wir bei der rechnerischen Betrachtung den Vertikaldrähten beilegten;

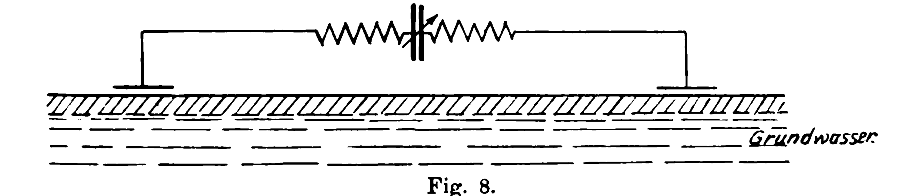


Fig. 8.

oder, wir haben bei der geschlossenen Antenne eine ungleich günstigere Stromerregung als bei der von uns benutzten offenen (bei welcher die ganze Erregung fast am Spannungsbauch liegt).

Wenn wir noch hinzufügen, daß in einem Viereck ($MNPQ$, Fig. 2, Fläche 280 m^2, dafür aber mit seinen oberen Teilen in Gebieten größerer Feldstärke), das senkrecht gegen die Richtung Straßburg—Paris orientiert war, eine nur gerade an der Grenze der Hörbarkeit gelegene Tonhöhe zu erzielen war, so läßt sich aus diesen, obschon mehr qualitativen Versuchen schließen, daß die Welle im vorliegenden Falle ihre Fortschreitrichtung im wesentlichen beibehielt, aber gewissermaßen über die Dächer auf den Boden glitt.

Die Vorteile, welche geschlossene Empfängerkreise bieten, würden im wesentlichen nach dem bisher Besprochenen folgende sein:

a) Praktische. Die Kreise haben geringen Widerstand; die Erregung findet im allgemeinen, bei quasi-stationärer Strömung **immer**, an der günstigsten Stelle statt. Nennt man E_1 die im vorderen, E_2 die im hinteren Drahte induzierte elektromotorische Kraft, so bleibt zwar zur Verfügung nur $E_1 - E_2$. Ist aber die Stromerregung im geschlossenen System m-mal größer als die für eine gleich hohe Einzelantenne, so kann doch $m(E_1 - E_2) > E_1$ sein. Dies macht sich gerade bei großen Wellenlängen besonders stark bemerkbar. Die Vergrößerung der Wellenlänge durch zugefügte Selbstinduktion darf nämlich (nach Angaben

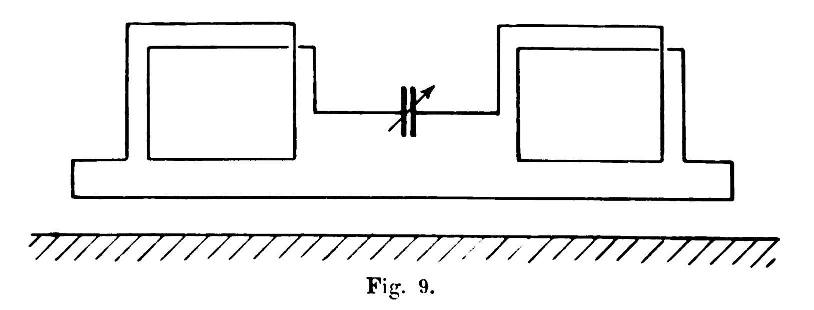


Fig. 9.

der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie) nicht über das etwa 2,5-fache der „Grundschwingung" hinausgehen. Im geschlossenen Kreis läßt sich die Vergrößerung der Wellenlänge dagegen durch Kondensatoren herstellen.

b) Wissenschaftliche. Wir werden uns unter Anwendung der durch die Probespulen gegebenen Methoden bald auf einem sicheren Boden bewegen in diesem Gebiete, über das wir heute noch recht wenig Tatsächliches wissen[1]).

17. Das Vorstehende führt unmittelbar zu den **Erdantennen**. Das Schema, wie sie seither waren, gibt Fig. 7 oder Fig. 8; wie man sie zu konstruieren hat, zeigt Fig. 9, d. h. man läßt die energieverzehrenden Kondensatoren Platte-Erde-Grundwasser weg; man schließt Anfang und Ende metallisch, wählt große Höhe über dem Boden. die Länge nach Maßgabe der früheren Formeln und fügt etwa notwendige Selbstinduktion so bemessen und so gestaltet und orientiert ein, daß sie selber noch Magnetkraftlinien aufnimmt.

1) Über eine derartige absolute Messung des vom Eiffelturm hier ankommenden Feldes werde ich im nächsten Hefte berichten.

Und dies gilt allgemein, d. h. auch für die seither fast ausschließlich benutzten offenen Strombahnen. Der Widerstand ist selbstverständlich möglichst klein, der in der Selbstinduktion unvermeidliche wenigstens gleichzeitig als aufnehmender, ev. beim Senden strahlender Teil der Anordnung heranzuziehen.

Aus dem gleichen Grunde empfiehlt sich, Ballastselbstinduktion bei den schon an sich großen Selbstinduktionen des Kreises möglichst wegzulassen und z. B. die Detektorerregung nach der Mandelstamschen Anordnung aus einer Kapazität vorzunehmen.

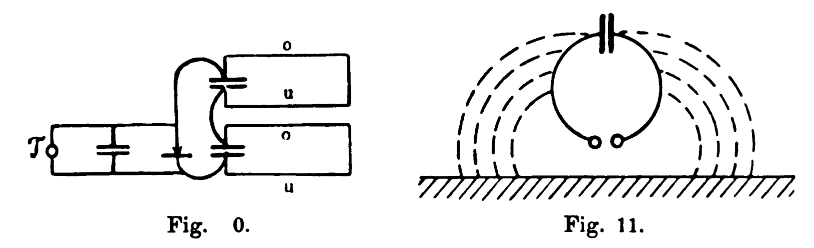


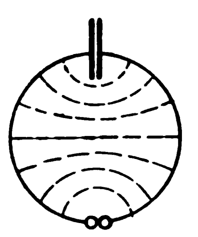
Fig. 0. Fig. 11.

Die Erdantennen in ihrer seitherigen Form sind demnach folgendermaßen aufzufassen. Wenn die Wellenfläche senkrecht zum Boden steht, so sind für die Erregung entscheidend die vertikalen Drähte und deren horizontaler Abstand. Ohne dieselbe findet keine Erregung statt. Wenn die Tatsachen dem zu widersprechen scheinen, wenn z. B. auch mit einem einzigen horizontalen Drahte gearbeitet werden kann, so beweist dies, daß die Wellenfront schräg gegen den Boden verläuft, wie ich dies schon im Jahrbuch (V. S. 591 1911) ausgesprochen habe. Diese Auffassung, auf welche bei den in § 16 angeführten Versuchen hingewiesen wurde, deckt sich wesentlich mit der von Zenneck (Lehrbuch 1913, S. 436) über meine früheren Versuche mit schrägliegenden Antennen, sowie mit der desselben Verfassers über die geknickte Marconiantenne (Zenneck, Lehrbuch, S. 434 und Leitfaden 1909, S. 317).

18. Dem Vorstehenden füge ich noch einige Bemerkungen hinzu:

a) Es ist der Einfachheit halber immer mit quasi-stationärer Strömung gerechnet worden, von der man sich in Wirklichkeit mehr oder weniger entfernen wird. Ein Analogon zu unserem elektrischen Falle ist eine Saite, welche an zwei Stellen von gleichen, aber phasenverschobenen periodischen Kräften erregt wird. Kennt man die Bewegungen der Saite, falls sie nur unter dem Einfluß je einer Kraft schwingt, so ergibt sich die resultierende Bewegung durch Super-

position. Die allgemeinen Resultate werden dadurch komplizierter, bleiben aber doch noch ganz übersichtlich. Manche Einzelfälle ergeben sich einfach; z. B. die Erregungsstellen seien symmetrisch auf den Resonator verteilt, in speziellerer Form etwa seien die beiden Vertikalseiten eines Vierecks rechts und links vom Kondensator in gleichen Abständen gelegen. Dann ergibt sich für die Strömung auf der Mitte des Drahtes, daß sie für $a = \lambda/6$ ebenso groß ist, als wenn der hintere Draht vollständig abgeschirmt wäre.


Fig. 12.

b) Es schien mir wünschenswert, direkt experimentell ein Bild von der Stromverteilung zu erhalten, wenn man sich ungefähr in der Mitte zwischen dem Falle quasi-stationärer und dem eines ganz offenen Systems gleicher Schwingungszahl befindet[1].

Im Hofe des Instituts wurde ein horizontales Drahtviereck (Fig. 13) ausgespannt, durchschnittlich 1 m über dem Boden, dessen Seiten 20 und 16 m lang waren. In der Mitte der Schmalseite waren Kondensatoren und Funkenstrecke eingeschaltet. Die Messung der Stromverteilung geschah mit einem Hitzdrahtinstrument (sog. Wattmeter); ein Drahtbügel, 50 Cm. lang und 7 Cm. breit, (Fig. 13), der auf einem Brettchen montiert war, wurde über den Draht gehängt und bei *b* durch eine gut verdrillte Litze mit dem Wattmeter verbunden.

Die Stromverteilung wurde für zwei Wellenlängen $\lambda = 800$ m und $\lambda = 518$ m bestimmt. Als Abszissen sind die Entfernungen längs des Drahtes aufgetragen (gerechnet von der Funkenstrecke) in der Richtung von *A* über *D* nach *B*. Die Kurven zeigen zwischen 24 bis 32 m eine immer wiederkehrende Unregelmäßigkeit, die von der Nähe des Institutsturmes herzurühren scheint. Fig. 14 stellt die direkten Angaben des Wattmeters dar; Fig. 15 die den Stromstärken proportionalen Wurzeln, indem (für beide Wellenlängen) der Strom an der Stelle *A* willkürlich zu 50 angenommen ist. In diesem Maße stellt sich der beobachtete Maximalstrom als 61,2 dar. Die zum Vergleich darüber gesetzte „Sinuskurve“ ist der Ausschnitt aus einer solchen für eine Strecke von etwa $\lambda/6$; die Ordinate der Kuppe ist zu 62 angenommen. Sie stellt also in nahezu demselben Maßstabe den Verlauf dar, welchen der Strom für $\lambda = 518$ m haben sollte, wenn seine Verteilung nicht durch äußere Einflüsse gestört wäre.

1) Die folgenden Messungen hat Herr Dr. Kaltenbach mit großer Sorgfalt und Umsicht ausgeführt.

In Kurve $\lambda = 510$ m ist die ganze Drahtlänge schon nahezu $\lambda/6$; die größten Werte der Stromstärke sind etwa 20% größer als die kleinsten.

Erdet man den Kreis an einer Stelle, so ändern sich, wie hier nebenbei bemerkt werden möge, die Stromverteilungen. Der Strombauch nähert sich der Erdungsstelle, gleichzeitig ändert sich die Wellenlänge (z. B. von 518 m ohne Erdung auf 570 m, wenn geerdet).

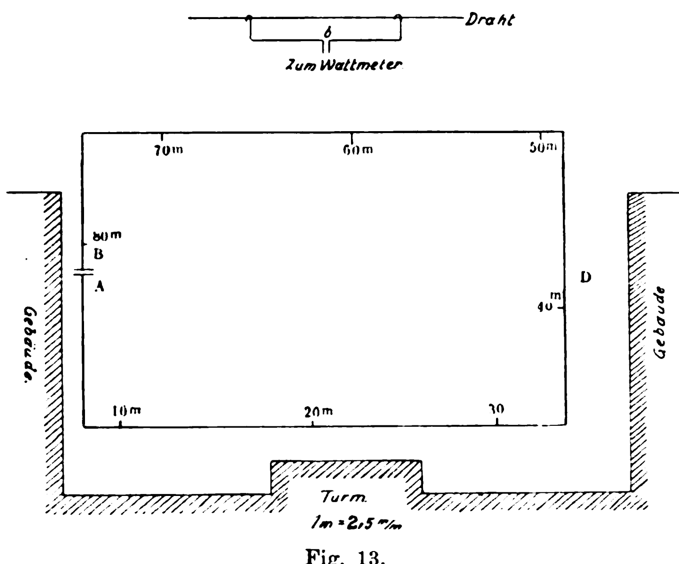


Fig. 13.

Die Selbstinduktion des Vierecks wurde bestimmt, indem die Schwingungszahl ermittelt wurde bei Einschaltung einer sehr großen Kapazität (11000 cm) ($\lambda = 2490$ m). Daraus ergab sich die Selbstinduktion (bezeichnet als p) zu 140000 cm, direkte Rechnung führt auf den etwas abweichenden Wert von 132000 cm.

Es sollte geprüft werden, mit welcher Annäherung man die verteilte Kapazität des Drahtes als einfach dem Kondensator an seinem Orte parallel geschaltete ansehen dürfe. Der Draht wurde daher bei D aufgeschnitten und die Kapazität c_1 der Drahtstücke AD und BD gegeneinander in der Brücke gemessen. Es ergab sich $c_1 = 180$ cm.

In den Kreis wurden dann Kondensatoren bekannter Kapazitäten eingefügt, die Schwingungszahl des mit Summer erregten Kreises be-

stimmt und mit der nach der Thomsonschen Formel berechneten verglichen.

Die Abweichungen von der so berechneten Schwingungszahl sind in Fig. 16 (als Wellenlängen dargestellt) gegeben. Als Abszisse ist das Verhältnis der eingeschalteten Kapazität zur Eigenkapazität des Drahtes (180 cm) aufgetragen; p ist $= 140000$ cm genommen.

c) Dämpfung durch Erdverluste. Um über diese ein Bild zu gewinnen, wurde das logarithmische Dekrement in dem (durch Stoßerregung schwingenden) Kreise bestimmt, wenn er sich in verschiedenen Höhen über dem (bei allen Versuchen reichlich nassen) Boden befand.

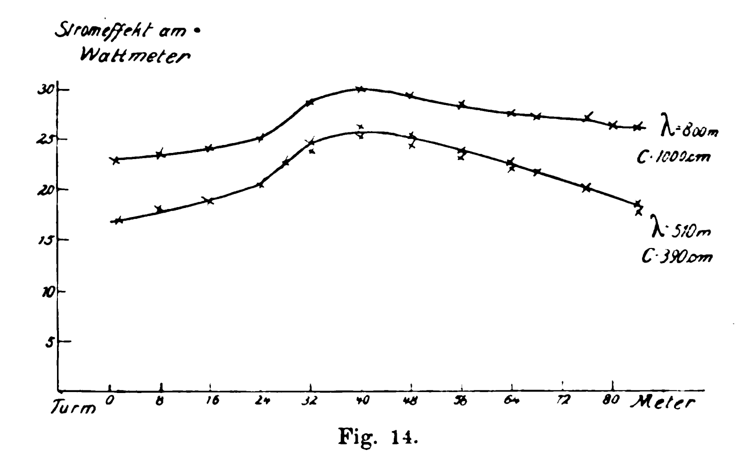


Fig. 14.

Der Draht war dabei im Mittel etwa 2,5 m von den Gebäuden entfernt. Um über deren Einfluß wenigstens ein angenähertes Bild zu gewinnen, wurde auch die Dämpfung in einem etwa gleich großen vertikalen Vierecke bestimmt; die vertikalen Drähte desselben waren ungefähr ebenso weit von den Gebäudeflügeln entfernt wie beim horizontalen Viereck, der unterste Horizontaldraht etwa 3 m vom Boden.

Ich bemerke, daß die Dekremente, die aus verschiedenen Stellen der meistens fast vollkommen symmetrischen Resonanzkurven berechnet wurden, gut übereinstimmten. Die Daten sind folgende: Drahtviereck 80 m Kupferdraht, 2 mm Durchmesser.

a) Widerstand (aus den Dimensionen berechnet für geradlinigen Draht) für Gleichstrom $= 0{,}44\ \Omega$, für Hochfrequenz ($\lambda = 710$ m) $= 2{,}3\ \Omega$. Dekrement durch Joulesche Wärme $= 0{,}02$ ($n = 4{,}23 \,.\, 10^5$; $p = 140000$ cm).

b) Dekrement des Vierecks in 3 m Höhe über dem Boden = 0,122; äquivalenter Widerstand = 14,5 Ω.

c) Viereck 10 bis 20 cm über dem Boden; Dekrement = 0,185 (in einer früheren Reihe, bei anderen Witterungsverhältnissen, bis 0,21); äquivalenter Widerstand = 22 Ω.

d) Viereck vertikal, unterer Draht 3 m über dem Boden. Das Dekrement fand sich = 0,068 (λ = 770 m), daher der äquivalente Wider-

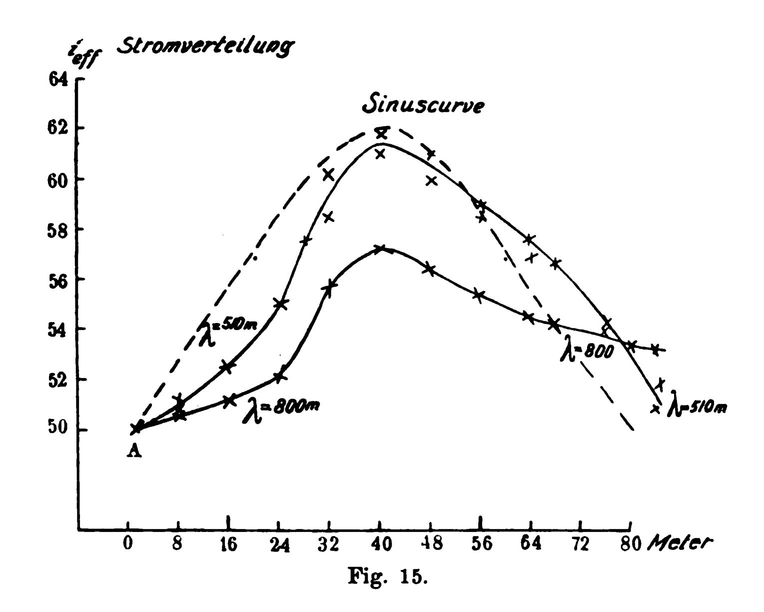


Fig. 15.

stand = 8 Ω. Nach den Drahtlängen überschlagen bleibt daher ein Verlustwiderstand von 2 Ω durch die Gebäudeflügel, etwa ebenso groß wie der Ohmsche Widerstand des Drahtviereckes selber. Bedenkt man, daß die Gebäudeflügel mit Metalleitungen aller Art durchzogen sind, so ist die geringe Dämpfung durch dieselben überraschend; wäre sie ganz verschwindend, so sollte man ein Dekrement von etwa 0,05 erhalten.

Es fragt sich noch, welchen Beitrag die Strahlungsdämpfung liefert. Diese läßt sich nur für den Fall eines im Raum freistehenden Gebildes angeben. Für eine gerade Antenne von 20 m Höhe wird der Strahlungswiderstand (für λ = 700 m) etwa 1,3 Ω.

Auf einem Viereck strahlen natürlich auch die horizontalen Drähte; da es sich aber um Differenzwirkungen handelt, wird die Gesamtstrah-

lung kleiner als von einem gleich langen Einzeldraht. Setzt man quasi-stationäre Strömung und die Seiten dx und dz des Rechteckes klein gegen die Wellenlänge voraus, so darf dasselbe als ein magnetischer Dipol vom Moment $i\,dx\,dz$ betrachtet und daraus die Feldstärke berechnet werden. Nennt man E_1 die pro Zeiteinheit vom Viereck aus-

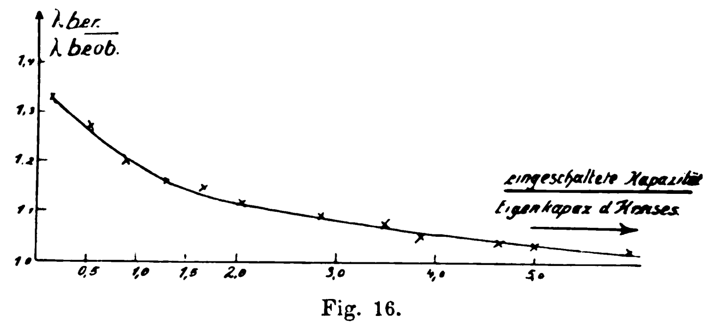


Fig. 16.

Abweichungen von Thomsonscher Formel

$\lambda_{\text{ber}} = 2\pi\sqrt{(c + c_1)\cdot p}$

Eigenkapazität des Drahtes $c_1 = 180$ cm.

gestrahlte Energie, E_2 die von einer gleich hohen Antenne dz, welche dieselbe Stromstärke führt (beide freistehend im Raum), so wird

$$\frac{E_1}{E_2} = \left(\frac{2\pi\,dx}{\lambda}\right)^2$$

Dies Verhältnis wird für $dx = 25$ m, $\lambda = 700$ m rund $\frac{1}{25}$, d. h. der Strahlungswiderstand ist etwa $0{,}05\ \Omega$.

Man darf ihn also vernachlässigen. Die Versuche zeigen daher, daß entscheidend für die Wirkung in unserem Falle vorzugsweise die Verluste in der Erde sind. Sie entsprechen bei 3 m Höhe über dem Boden 12 Ohm für ein horizontal gelegtes Viereck und würden, wenn dasselbe vertikal gestellt ist und wenn nur die Wirkung des unteren Horizontaldrahtes berücksichtigt ist, etwa auf 3 Ohm fallen, so daß man ein Dekrement von rund 0,05 erwarten dürfte.[1])

Diese Verhältnisse lassen sich bei geschlossenen Drahtkreisen und in gut definierter Umgebung messend erledigen.

Wenn es tatsächlich gelingt, Empfänger mit stark verminderter

1) Vgl. dazu die Beobachtungen von H. True (Jahrb. 5, 125, 1911) und M. Reich (Jahrb. 5, 176 u. 253, 1911).

Dämpfung zu erhalten, so setzen dieselben natürlich für beste Wirkung auch entsprechend schwach gedämpfte Senderschwingungen voraus. Diese Bedingung war in unseren Versuchen aber nicht erfüllt.

II. Geschlossener Kreis als Strahlungsquelle.

19. Will man den geschlossenen Kreis als Strahlungsquelle in horizontaler Richtung benutzen, so ergeben sich die für beste Wirkung zu erfüllenden Bedingungen durch die folgende anschauliche Darstellung. Wir wollen annehmen, in den beiden Vertikaldrähten eines Rechteckes seien je längs eines Drahtes die Ströme konstant oder doch so nahe konstant, daß wir Mittelwerte i_1 und i_2 ihrer

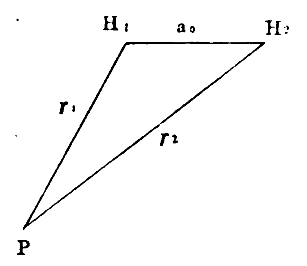


Fig. 17.

Amplituden einführen dürfen. Es seien (Fig. 17) H_1 und H_2 die Durchdringungspunkte der Vertikaldrähte mit einer (etwa durch die Mitte der Drähte gelegten) Horizontalebene. Von dem Einfluß des Bodens wird aber im folgenden abgesehen. Dann haben wir — optisch gesprochen — in einem Abstande a_0 von einander

$$\text{in } H_1 \text{ einen leuchtenden Punkt } i_1 \sin \frac{t}{T} 2\pi$$

$$\text{in } H_2 \text{ einen leuchtenden Punkt } i_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi$$

Die elektrischen Vektoren beider Quellen liegen vertikal. Es kommt also für die im Punkte P resultierende Bewegung außer den Amplituden i_1 und i_2 noch in Betracht die vom Wegunterschied herrührende Phasendifferenz

$$\frac{r_2 - r_1}{\lambda} 2\pi;$$

aus ihnen bestimmt sich für große Entfernungen die resultierende Bewegung in bekannter Rechnungsweise (vgl. dazu Braun, Electrician, 1906, 25. Mai u. 1. Juni).

20. Ist $i_1 = i_2 = i_0$ und der Abstand $H_1 H_2 = a_0$ nur ein Bruchteil einer Wellenlänge, so ergibt sich für große Entfernungen das Folgende: Die Einzelfelder sind proportional mit $i_0 h_0$, wenn h_0 die Länge eines Drahtes bedeutet. Senkrecht zu a_0 heben sie sich auf, eine maximale Strahlung erfolgt in der Richtung a_0. Das Feld f im Abstand x von H_2 aus gerechnet, ergibt sich proportional zu

$$f = h_0 i_0 \left\{ \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) 2\pi - \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x + a_0}{2}\right) 2\pi \right\}$$

es wird also, ebenso wie nach Gleichung (5), von der Form

$$f = f_0 \sin\left(\frac{t}{T} = 2\pi + \varphi\right)$$

wo

$$f_0 = 2 h_0 i_0 \sin \frac{a_0}{\lambda} \pi$$

ist.

Wie sich die Verhältnisse gestalten, ist demnach leicht zu übersehen. Nimmt man z. B. Sender und Empfänger als Rechtecke von den bzw. Höhen h_0 und h_1 und den Längen a_0 und a_1 und rechnet noch mit quasi-stationärer Strömung, so wird die im Empfänger induzierte Kraft

$$i_0 \cdot 2 h_0 \cdot \sin \frac{a_0}{\lambda} \pi \cdot 2 h_1 \sin \frac{a_1}{\lambda} \pi .$$

Für den vereinfachten Fall $a_0 = a_1$, $h_0 = h_1$ und a klein gegen λ ergibt sich z. B. für $\lambda = 2000$ m, $h = 50$ m, $a = 100$ m (also die ganze Drahtlänge = 300 m), daß knapp 10% der elektromotorischen Kraft induziert werden von derjenigen, die bei gleich hohen offenen Antennen entstehen würde für die gleiche Stromstärke der — etwa als Schirmantenne gedachten — Senderantenne; reduziert man die Längen der Rechtecke auf 50 m, so geht die induzierende Kraft auf etwas über 2% herunter. Solche Dimensionen werden also sehr ungünstig, obschon sie von Fessenden (l. c.) vorgeschlagen worden sind, der gerade auf quasi-stationären Stromverlauf besonderen Wert legt.

21. In der Nähe der Quelle werden die Vorgänge komplizierter; die elektrischen Vektoren sind einander parallel, geben also einen in dieselbe Richtung fallenden, dessen Größe sich vektoriell berechnet; die magnetischen Kräfte dagegen sind im allgemeinen nicht parallel, sondern schneiden sich in der Horizontalebene unter endlichen Winkeln.

Für den Fall $i_1 = i_2 = i_0$ und den zeitlichen Phasenunterschied von 180° stellt die nebenstehende, an die bekannten Darstellungen der Fresnelschen Spiegelwirkungen erinnernde Fig. 18 das System der Magnetkraftlinien dar. Die von H_1 und H_2 aus gezogenen Sinuskurven deuten die momentanen Feldstärken an, die Pfeile an den Kreisen ihre augenblickliche Richtung. In der Richtung A entstehen Magnet-

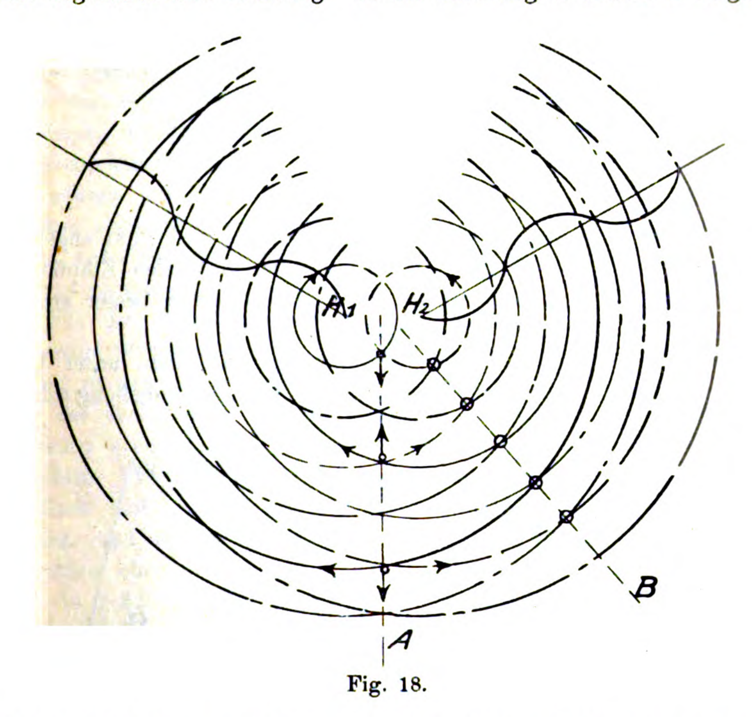


Fig. 18.

felder, welche längs der Richtung A räumlich periodisch verteilt sind (wie die Pfeile ↓ angeben) und natürlich auch periodische Zeitfunktionen sind; in der Richtung B entstehen elliptische Drehfelder (durch Kreise angedeutet).

22. Je nachdem mehr eine nach einer bestimmten Richtung hin konzentrierte Wirkung oder eine möglichst gleichmäßige allseitige Strahlung gewünscht wird, ist danach zu dimensionieren.

Handelt es sich um den letzteren Fall, so ist das günstigste Resultat offenbar erreicht, wenn einer der Ströme, etwa i_1, gleich Null wird. Man nähert sich demselben, wenn man einen nicht mehr quasi-stationären geschlossenen Kreis anordnet nach dem Schema der Fig. 19. In H_2

hat die Stromamplitude ihren größten, in H_1 ihren kleinsten Wert.

Wenn H_1 und H_2 vertikale Drähte sind, wird man aus praktischen Gründen den Kondensator der unteren Ecke des Rechteckes näher rücken und durch diesen Kompromiß nicht viel an Wirksamkeit verlieren. Unzweckmäßig sind aber (für nicht quasi-stationären Strom)

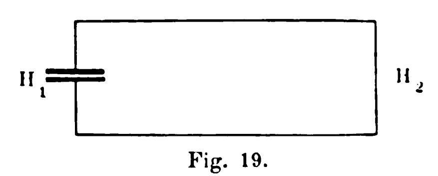


Fig. 19.

Anordnungen nach Fig. 20 u. 21, wie sie Bellini und Tosi angeben, weil dort gerade der stärkste Strom für einen vertikalen Empfänger wirkungslos ist; in Fig. 21 würde die Selbstinduktion besser ersetzt durch eine Form, wie in Fig. 9 angegeben.

Auf die Vertikalstellung der Stromfläche wird man unter Umständen Verzicht leisten; wenn es sich z. B. um Zeichengebung schräg

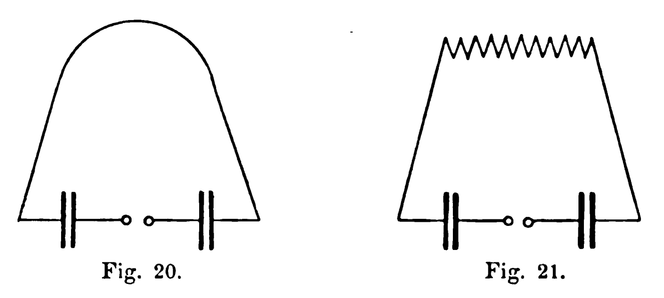


Fig. 20. Fig. 21.

nach oben handelt, die Drähte H_1 und H_2 in die dafür günstigste Ebene bringen.

23. Je mehr man sich, bei konstant gehaltener Schwingungszahl, durch Vergrößerung der Drahtlängen des Vierecks von dem quasi-stationären Zustand entfernt, desto geringer wird die zur Verfügung bleibende Kapazität des Kondensators und damit die Energie. Dafür kann aber seine Ladung erhöht werden. Die Potentiale auf der Leitung können das Ladungspotential des Kondensators nicht übersteigen; und wenn dafür gesorgt wird, daß die Oberfläche des Leiters hinreichend groß ist, so wird auch der Potentialgradient nach dem umgebenden Raume so klein, daß Sprühverluste vermieden werden können.

Ein Vorteil, auf den hinzuweisen kaum nötig ist, besteht darin, daß die ausgesendete Energie einwellig ist. Nach den Ergebnissen der Versuche von M. Wien über die Dämpfung von Kondensatorkreisen (Ann. d. Phys., IV., **29**, 679, 1909) erscheint es durchaus möglich, recht gute Resonanzwirkungen zu erzielen.

Faßt man alles zusammen, so kommt man etwa zum folgenden Schluß: Offene und geschlossene Strombahnen gehen selbstverständlich stetig ineinander über; ihre Extreme sind die möglichst weit geöffnete gradlinige, im Raum frei gedachte Antenne einerseits, der möglichst quasi-stationäre Stromkreis andererseits. Welchem der Grenzfälle man sich nähern will, wird von den besonderen Bedingungen und den Zwecken abhängen, und es würde verkehrt sein, wollte man sich prinzipiell entweder für den geschlossenen Kreis oder für die offene Antenne entscheiden.

Für den Empfänger scheint mir nach dem Mitgeteilten der geschlossene Stromkreis erhebliche Vorteile zu bieten; beim Empfang handelt es sich darum, ein gegebenes Feld unabhängig von der Richtung des elektrischen Vektors möglichst auszunutzen, d. h. ihm eine möglichst große Energie mit möglichst kleiner Energievergeudung zu entziehen. Für den Sender dagegen stehen Energiemengen, wenn auch praktisch nicht ad libitum, so doch in großem Umfange zur Verfügung, und es kann dort geboten sein, große Energiemengen auszustrahlen, ohne viel Rücksicht auf die Verluste zu nehmen. Das zuletzt (in § 22) besprochene Beispiel erläutert die Verhältnisse in einfachster Weise. Wenn es z. B. gelingt, den Strom in dem einen Vertikaldraht auf Null herunterzubringen, so verhält sich das System in bezug auf horizontale Strahlung wie eine offene Antenne von gleicher Höhe; wie das Nullwerden des Stromes erreicht wird, ist gleichgültig; die Entfernung der Vertikaldrähte spielt keine Rolle mehr, man kann also die Höhe vergrößern auf Kosten der horizontalen Teile. Aber man erkennt sofort (so lange es sich um die Grundschwingung handelt): 1. bei großen vertikalen Abmessungen kann in der ganzen Drahtlänge nicht mehr der Strom gleich Null sein; und dies 2. um so weniger, als gerade in demjenigen Drahte, welcher den schwächsten Strom führt, der Kondensator sich befindet. Die horizontale Strahlung wird daher immer kleiner bleiben (so lange das System nicht nur scheinbar geschlossen ist) als die einer gleich hohen freien Antenne, welche denselben Strom führt wie der hauptsächlich strahlende Teil. Man ändert daran im Prinzip auch nichts, wenn man z. B. aus einem

Kondensator gleichzeitig mehrere Vierecke, die in derselben oder verschiedenen Vertikalebenen angeordnet sind, erregt. Wenn somit bei der geschlossenen Antenne noch unzweifelhaft Ströme in der Bahn verlaufen, welche zur gewünschten Strahlung nichts beitragen, sie im Gegenteil schwächen, so ist es eine Frage der Ökonomie, ob man die verbleibende Strahlung mit geringeren Verlusten im offenen oder im geschlossenen System erhält. Dafür werden vor allem die örtlichen Verhältnisse entscheidend sein (Gegensatz z. B. einerseits ein eisernes Schiff auf See und trockener Boden andererseits).

Die vorstehende Darstellung führt die Aufgaben auf die dem Techniker geläufigen Anschauungen des Induktionsflusses zurück. Einige Erweiterungen und Anwendungen auf spezielle praktisch wichtige Aufgaben sollen in einem späteren Aufsatz folgen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, für die Unterstützung zu danken, welche mir bei den Versuchen von den Herren des physikalischen Instituts, insbesondere von Herrn Dr. Papalexi, zuteil wurde. Nur durch aller gemeinschaftliche Arbeit wurden dieselben ermöglicht.

Straßburg, 6. Dezember 1913.

(Eingesandt 14. Dezember 1912.)

Adresse des Autors: Direktor des Physikal. Instituts der Universität Straßburg i. Els.

Konstruktionsprinzip einer neuen, für Hochfrequenz geeigneten Generatortype.

Von **L. Bouthillon.**

I. Prinzip der Methode.

In einem Leiter seien ν periodische elektromotorische Kräfte e_1, $e_2 \cdots$, $e_i \cdots$, e_ν, von derselben Frequenz f überlagert, von denen jede um den Winkel $2\pi \frac{n}{\nu}$ gegen die vorhergehende in der Phase verschoben ist, wobei n eine ganze Zahl ist.

Nach dem Fourierschen Prinzip kann die elektromotorische Kraft e_1 durch eine Reihe von der folgenden Form ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} e_1 = A_0 &+ A_1 \cos \omega t + \cdots \quad + A_l \cos l\omega t + \cdots \\ &+ B_1 \sin \omega t + \cdots \quad + B_l \sin l\omega t + \cdots \end{aligned}$$

wo
$$\omega = 2\pi f$$
und A_1, $A_2 \cdots$, $A_l \cdots$, B_1, $B_2 \cdots$, $B_l \cdots$ Konstante sind.

Für die elektromotorische Kraft e_2 gilt der Ausdruck:

$$e_2 = A_0 + A_1 \cos\left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu}\right) + \cdots + A_l \cos l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu}\right) + \cdots$$
$$+ B_1 \sin\left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu}\right) + \cdots + B_l \sin l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu}\right) + \cdots$$

und so weiter für alle folgenden EMK. bis e_ν.

Die EMK. e_{i+1} läßt sich ausdrücken durch

$$e_{i+1} = A_0 + A_1 \cos\left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots + A_l \cos l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots$$
$$+ B_1 \sin\left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots + B_l \sin l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots$$

Die gesamte auf den Leiter wirkende EMK. ist gleich der Summe der Einzelkräfte e_1, e_2, $e_3 \cdots$, $e_{i+1} \cdots$, e_ν.

$$E = e_1 + e_2 + \cdots + e_\nu$$
$$E = \nu A_0 + A_1 \sum_{i=0}^{i=\nu-1} \cos\left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots +$$
$$+ A_l \sum_{i=0}^{i=\nu-1} \cos l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots$$
$$+ B_1 \sum_{i=0}^{i=\nu-1} \sin\left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots +$$
$$+ B_l \sum_{i=0}^{i=\nu-1} \sin l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) + \cdots$$

Es ist aber

$$\sum_{i=0}^{i=\nu-1} \sin l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) = \sum_{i=0}^{i=\nu-1} \cos l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) = 0$$

falls nicht $\frac{l n}{\nu}$ eine ganze Zahl ist. In diesem Fall ist

$$\sum_{i=0}^{i=\nu-1} \sin l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) = \nu \sin l \omega t$$
$$\sum_{i=0}^{i=\nu-1} \cos l \left(\omega t - 2\pi \frac{n}{\nu} i\right) = \nu \cos l \omega t$$

Wenn man mit λ den kleinsten Wert von l bezeichnet, bei dem

$\frac{ln}{\nu}$ eine ganze Zahl ist, so reduziert sich der Ausdruck für E auf den folgenden

$$E = \nu [A_0 + A_1 \lambda \cos \lambda \omega t + A_2 \lambda \cos 2 \lambda \omega t + \cdots + B_1 \lambda \sin \lambda \omega t + B_2 \lambda \sin 2 \lambda \omega t + \cdots]$$

Die Kreisfrequenz Ω der elektromotorischen Kraft E ist

$$\Omega = \lambda \omega$$

und ihre Frequenz F

$$F = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{\lambda \omega}{2\pi} = \frac{\lambda 2 \pi f}{2\pi} = \lambda f$$

F ist also gleich der Frequenz der Einzelkräfte multipliziert mit λ.

Wenn ν und n einen größten gemeinsamen Teiler haben, so ist

$$\lambda = \frac{\nu}{d}$$

und folglich

$$F = \frac{\nu}{d} f$$

λ ist der kleinste Wert von l, bei dem $\frac{ln}{\nu}$ eine ganze Zahl ergibt. Setzen wir nun $n = n'd$, $\nu = \nu'd$, wo d der größte gemeinschaftliche Teiler von n und ν ist. n' und ν' sind untereinander Primzahlen. Es ist nun der kleinste Wert von l zu finden, bei dem der Ausdruck $l\frac{n'}{\nu'}$ eine ganze Zahl ist. Da der Bruch $\frac{n'}{\nu'}$ nicht reduzierbar ist, so ist n' das kleinste ganze Vielfache von $\frac{n'}{\nu'}$ und folglich der gesuchte Wert λ von l

$$\nu' = \frac{\nu}{d}$$

Zusammenfassend. Wenn man in einem Leiter ν elektromotorische Wechselspannungen von der Frequenz f überlagert, die unter sich gleich sind aber jede um den Winkel $2\pi\frac{n}{\nu}$ von der vorhergehenden in der Phase verschoben ist, wobei n eine ganze Zahl, so ist die Frequenz der resultierenden EMK gleich der Frequenz der Einzelkräfte multipliziert mit $\frac{\nu}{d}$, wo d der größte gemeinschaftliche Teiler von n und ν

ist und die Amplitude der Grundschwingung der resultierenden EMK ist gleich dem Produkte aus ν und aus der Amplitude der Oberschwingung von der Ordnung $\frac{\nu}{d}$ der in einer Fourierschen Reihe entwickelten Einzelkräfte.

II. Anwendung zur Konstruktion eines neuen Umformers.

1. Prinzip der Maschine. — Bei einem gewöhnlichen Umformer mit n Polpaaren (Fig. 1) ist das Feld im Luftzwischenraum eine periodische Funktion des Polarwinkels α zwischen einer durch den Mittelpunkt der Figur gehenden Achse OX und der Geraden OM,

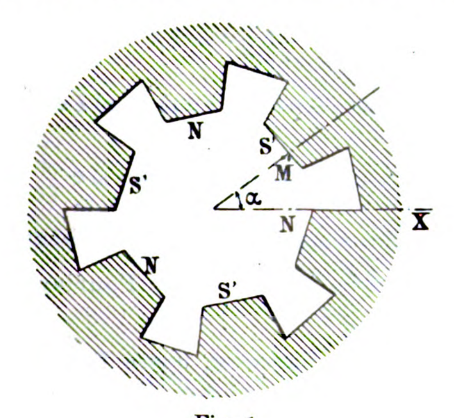


Fig. 1.

die den Mittelpunkt mit einem beliebigen Punkte M des Luftraumes verbindet. Die Periode ist $\frac{2\pi}{n}$, wenn n die Gesamtzahl der Fluxschwankungen im Luftraum angibt.

ν gleiche Leiter seien senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien und zur Papierfläche angebracht, die sich mit einer Geschwindigkeit von N Touren in der Sekunde um die Achse drehen.

Im ersten Leiter wird eine EMK. von der Frequenz

$$f = Nn$$

induziert, die, wie folgt, in eine Fouriersche Reihe entwickelt werden kann:

$$\begin{aligned} e_1 = A_0 &+ A_1 \cos \omega t + \cdots + A_l \cos l \omega t + \cdots \\ &+ B_1 \sin \omega t + \cdots + B_l \sin l \omega t + \cdots \end{aligned}$$

wobei

$$\omega = 2\pi f$$

Im Leiter Nr. 2, der in einem Winkelabstand von $\frac{2\pi}{\nu}$ vom ersten angebracht ist, wird eine EMK e_2 induziert, die gleich groß wie e_1, aber um $2\pi\frac{n}{\nu}$ in der Phase verschoben ist. So geht es weiter bis zum Leiter ν.

Wenn die ν Leiter in Reihe geschaltet sind, so daß sich alle Einzelkräfte $e_1, e_2 \cdots, e_\nu$ addieren, so ergibt sich die Gesamt-EMK durch Superposition der Einzelkräfte. Man erhält also eine EMK von der Frequenz

$$F = \frac{\nu}{d} f = \lambda f$$

wo d der größte gemeinsame Teiler von ν und n und $\lambda = \frac{\nu}{d}$ ist; das Grundglied

$$\nu(A_\lambda \cos \lambda \omega t + B_\lambda \sin \lambda \omega t)$$

ist gleich der Zahl der einzelnen Leiter multipliziert mit dem Gliede von der Ordnung $\lambda = \frac{\nu}{d}$ der in einer Fourierschen Reihe entwickelten Einzel-EMK e_1.

Man hat somit einen Umformer, dessen Frequenz λ mal so groß ist als die Frequenz bei gewöhnlicher Wickelung und dessen EMK die oben angegebene Größe hat.

Einen besonders interessanten Fall erhält man, wenn man bei einem gewöhnlichen Mehrphasenumformer die verschiedenen Phasen in Serie schaltet. Wenn K die Zahl der Phasen ist, hat man dann

$$V = K n$$

Die Frequenz des entstehenden Stromes ist

$$F = N n K$$

und die EMK.

$$E = K E_1$$

wo E die EMK. des Gliedes von der Ordnung K des Mehrphasenumformers ist.

Selbstverständlich kann man, ohne die erhaltene Frequenz zu ändern, statt der ν einzelne Leiter, ν gleiche Gruppen von parallel oder in Serie geschalteten Leitern verwenden.

2. Die praktisch erreichbaren Frequenzen. — Die Zahl der Leiter, die man auf der Oberfläche des Ankers anbringen kann, hängt allein von ihrer Dicke, von der Isolationsstärke und von der Zahnstärke ab, wenn man solche für vorteilhaft hält um die Kraftlinien zu verstärken, die der benutzten Oberschwingung des in gewöhnlicher Weise bewickelten Umformers entsprechen. Die Wickelung kann als Ring oder als Trommel ausgeführt sein; die einzige Bedingung die erfüllt sein muß, ist, daß zwei aufeinander folgende Leiter durch eine Rückleitung $B_i A_{i+1}$ in Serie geschaltet sein müssen, wie es Fig. 2 andeutet, so daß die Kräfte sich addieren. Bei Ringwickelung bleibt dieser

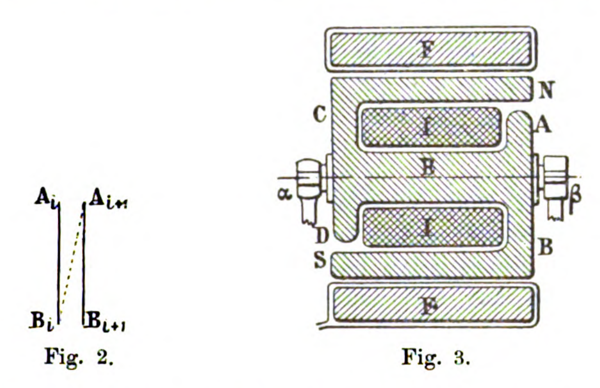


Fig. 2. Fig. 3.

Verbindungsleiter $B_i A_{i+1}$ inaktiv, bei Trommelwickelung ist er dagegen aktiv und für e_i ist die in dem ganzen Leiter $B_i A_{i+1}$ induzierte Kraft zu setzen. Aber bei gleicher Zahl von Peripherieleitern ist die Zahl der Windungen $A_i B_i A_{i+1}$ bei Trommelwickelung halb so groß als die Zahl der Leiter $A_1 B_1$ bei Ringwickelung. Folglich kann man im zweiten Fall eine doppelt so große Frequenz erzielen wie im ersten. Will man hohe Frequenzen erreichen, so wird man also besser Ringwickelung verwenden.

Für große Frequenzen sind große Umdrehungsgeschwindigkeiten erforderlich und das ist nur ausführbar, wenn die beiden Wickelungen, die induzierende und die induzierte still stehen; die Veränderung der Induktion wird allein durch die Rotation eines Eisenstückes hervorgerufen wie bei den Generatoren der sogenannten Induktortype. Dadurch kann man eine Umfangsgeschwindigkeit von 300 m in der Sekunde erreichen.

Es seien hier kurz 2 Typen solcher Induktoren beschrieben, die bei Ankern mit Ringwickelung verwendet werden können (Fig. 3 u. 4).

Bei der ersten Anordnung besteht der Induktor aus 2 Eisenflanschen AB und CD, die an einem gemeinsamen durch die Wickelung I magnetisierten Kern befestigt sind. Vom Nordflansch CD gehen parallel zur Achse N Polansätze aus, zwischen die sich ähnliche Südpolansätze von AB legen, so daß dem Induktionsring, der aus

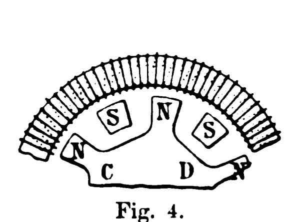


Fig. 4.

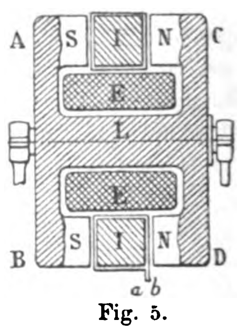


Fig. 5.

einem Eisenring F mit Wickelung besteht, abwechselnd ein Nord- und ein Südpol gegenüber steht (Fig. 4). Die Erregerwickelung sowie die induzierte Wickelung stehen beide fest; nur der Teil bestehend aus den Flanschen AB und CD und den Polansätzen dreht sich um die Achse αB.

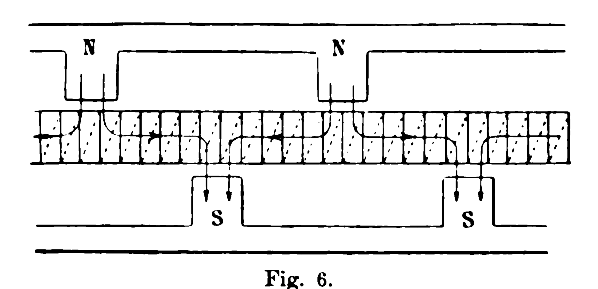


Fig. 6.

Bei der zweiten Anordnung (Fig. 5 u. 6) ist die Sekundärwickelung auf einem feststehenden eisernen Ring I angebracht. An einer Stelle ist sie unterbrochen und die zwei Enden a und b sind herausgeführt, um an ihnen den gewünschten hochfrequenten Strom abzunehmen.

Das Rotationsstück besteht aus zwei eisernen Flanschen AB und CD, die auf demselben Kerne L befestigt sind. Das Ganze ist auf einer Welle drehbar aufmontiert. Die zwei Flanschen AB und CD sind mit Polansätzen versehen, die gegeneinander versetzt sind (Fig. 6).

E ist die Erregerwickelung, die mit Gleichstrom gespeist wird. Sie umgibt den sich drehenden Kern L, bleibt aber selbst in Ruhe und wird auf irgendeine Weise an dem Lager der Maschine befestigt. Die Pole jedes Flansches sind gleichnamig, es sind z. B. die Pole S Südpole, die Pole N Nordpole. Die Richtung der Kraftlinien in der Maschine ist durch Pfeile angegeben (Fig. 6). Wie man sieht, hat diese Anordnung in der Sekundärwickelung dieselbe Wirkung wie die bei Gleich- oder Wechselstromdynamos übliche, die in Fig. 7 skizziert ist.

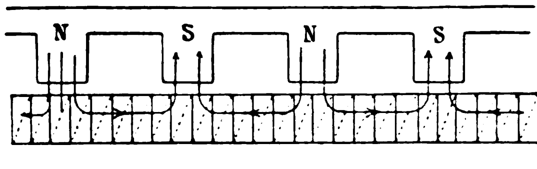


Fig. 7.

Nach dem früher Gesagten wird die Frequenz der Maschine ausgedrückt durch

$$F = N \frac{n\,v}{d}$$

Sie hängt also von der Umfangsgeschwindigkeit, von der Zahl der Polpaare, von der Leiterzahl in der Sekundärwickelung, und von dem größten gemeinschaftlichen Teiler der Polzahl und der Leiterzahl ab.

Die Frequenz ist am größten, und zwar gleich $N n v$ wenn der größte gemeinschaftliche Teiler der Zahl der Polpaare und der Leiterzahl 1 ist, d. h. wenn diese zwei Zahlen zueinander Primzahlen sind. Sie ist gleich $N n$, wenn die Zahl der Polpaare durch die Leiterzahl teilbar oder ihr gleich ist, wie bei den gewöhnlichen Umformern. Sie ist gleich $N v$, wenn die Leiterzahl durch die Zahl der Polpaare teilbar ist.

Die praktisch erreichbaren Grenzen für die Frequenz ergeben sich, wenn man untersucht, was für Werte man für die Größen einsetzen kann, von denen die Frequenz abhängt. Die Umfangsgeschwindigkeit kann, wie gesagt, bis auf 300 m in der Sekunde gesteigert werden, doch sind solche Geschwindigkeiten praktisch nicht üblich. Aber eine Geschwindigkeit von 200 m in der Sekunde ist in der Technik eingeführt.

Die Polzahl wird durch die Bedingungen bestimmt, daß man einen genügend großen Kraftfluß an jedem Polansatz haben und die Verluste

möglichst vermeiden muß, die bei sehr kleinen und sehr enge stehenden Polen sehr bedeutend werden.

Die Leiterzahl ist nur durch den zu Gebote stehenden Bewickelungsraum begrenzt.

Die folgende Tafel gibt ein paar Beispiele von Maschinen an, die auf diesem Prinzip beruhen nebst den damit erreichbaren Frequenzen. (Die Sekundärwickelung ist dabei als Ringwickelung gedacht.)

	Nr. I	Nr. II	Nr. III	Nr. IV	Nr. V
Umfangsgeschwindigkeit des Rotors in m per Sekunde	294	196	150	196	150
Äußerer Durchmesser der Polansätze in cm	156	156	120	156	120
Tourenzahl pro Sekunde	60	40	40	40	40
Windungszahl der Sekundärwickelung	2403	2403	1251	2401 = 49 × 49	25
Zahl der Polpaare	49	49	25	49	25
Frequenz	7 064 820	4 709 880	1 251 000	96 040	1 000
Entsprechende Wellenlänge in m	42	64	240	3 124	300 000

3. Elektromotorische Kraft des Umformers. — Nehmen wir als Beispiel eine der oben beschriebenen Typen an, so ergibt sich für die elektromotorische Kraft e_1 ein Ausdruck von der Form

$$e_1 = B_1 \sin \omega t + B_3 \sin 3\omega t + \cdots + B_{2k+1} \sin (2k + 1)\omega t + \cdots$$

Er enthält nur ungerade Glieder. Was uns interessiert, ist das Glied mit $\lambda = \frac{v}{d}$. Für eine gute Ausnützung muß dieses Glied so groß als möglich gemacht werden. Man erreicht das, indem man die Ursachen der bei den gewöhnlichen Umformern auftretenden Oberschwingungen verstärkt, d. h. die Ursachen, die den Kraftfluß im Luftraum zwischen Primär- und Sekundärwickelung bei Vorhandensein von Zähnen nicht sinusförmig sein lassen.

Man kann vorerst die gewünschte Oberschwingung dadurch verstärken, daß man die Polansätze passend formt oder die Primärspulen passend wickelt, und daß man dem Luftraum eine verschiedene, genau berechnete Breite gibt, damit die Kraftflußverteilung eine günstige wird. Das folgende Beispiel zeigt die Bedeutung dieser Punkte. Wenn man annimmt, daß das Feld sich nur scharf abgegrenzt über den Polstücken ausbildet und da gleichförmig ist, so hat man

$$B_\lambda = \frac{8Nna}{\pi b} \Phi \frac{1}{\lambda} \sin \frac{\lambda \pi b}{2a} \sin (2k+1) \frac{\pi}{2} \quad (\lambda \text{ ungerade})$$

wo b die Breite eines Polstückes ist, a der Zwischenraum zwischen den Achsen zweier benachbarter Polstücke und Φ der Kraftfluß pro Pol. (Siehe P. Janet, Leçons d'électrotechnique générale, Bd. 2, S. 165).

Wählt man a/b so, daß

$$\sin \frac{\lambda \pi b}{a} = \pm 1$$

wird, so erhält λ den Wert

$$|B_\lambda| = \frac{8Nna}{\pi b} \Phi \frac{1}{\lambda}$$

und die Amplitude der Grundschwingung der EMK des Umformers ist dann

$$\nu\,|B_\lambda| = \frac{8Nn\nu a}{\pi b} \Phi \frac{1}{\lambda}$$

In dem speziellen Falle, wo ν ein Vielfaches von n ist (der Fall eines Mehrphasenumformers bei dem alle Phasen in Serie geschaltet sind), wird λ gleich $\frac{\nu}{n}$ und die Amplitude der EMK der Grundschwingung

$$|\nu B_\lambda| = \frac{8Nn}{\pi} \frac{a}{b} \Phi$$

Sie ist gleich der Amplitude B_1 der EMK der Grundschwingung jeder einzelnen Phase des Umformers, der durch Vereinigung seiner verschiedenen Phasen die Hochfrequenzmaschine ergibt. Denn wenn wir in dem Ausdruck für B_λ $\lambda = 1$ setzen, erhalten wir

$$B_1 = \frac{8Nn}{\pi} \frac{a}{b} \Phi$$

Bei der gemachten Annahme wird also durch die Erhöhung der Frequenz die EMK in keiner Weise verringert.

Zu der durch passende Anordnung des Primärsystems erzeugten EMK kann noch die EMK der Oberschwingung der Zähne hinzukommen, wenn man zwischen Primär- und Sekundärwickelung eine Zahnreihe einschaltet, die so berechnet ist, daß sie die gewünschte Oberschwingung verstärkt. Wenn die auf dieser Ursache beruhende Oberschwingung bei einem Umformer mit einem Leiter den $m$ten Teil

der Amplitude der Grundschwingung B_1 beträgt, so ist sie bei einem Umformer mit ν Leitern $\frac{\nu B_1}{m}$ und kann einen sehr großen Wert erreichen, da bei gewöhnlichen Umformern, die doch so konstruiert sind, daß die Oberschwingungen nach Möglichkeit vermieden werden, der Wert $1/m$ oft 4 bis 5 % ausmacht und bis zu 20 und 30 % steigen kann.

Schließlich kann man noch die gewünschte Oberschwingung gegenüber den anderen Oberschwingungen der Einzelkräfte $e_1\, e_2\, e_\nu$ dadurch vergrößern, daß man durch Hinzufügen von Selbstinduktionen und Kapazitäten diesen Kreis mit der Oberschwingung in Resonanz bringt. Da die Sekundärwickelung des Umformers fest steht, so lassen sich die Selbstinduktionen und Kapazitäten abteilen und regelmäßig längs der ganzen Sekundärwickelung anbringen.

4. Zusammenfassung. — Ich habe gezeigt, daß man mit Hilfe des anfangs dargestellten Prinzips Frequenzen erreichen kann, die zwischen den von den gewöhnlichen Umformern gelieferten und zwischen sehr hohen Werten liegen Was die Leistung anbetrifft, so nimmt sie bei demselben Primärkreis mit steigender Frequenz ab. Um Frequenzen von der Größenordnung von 10 Millionen zu erhalten, müßte man allerdings Maschinen von solcher Präzision haben wie sie von der Industrie wohl nicht geliefert werden können. Dagegen bietet es keine erheblichen Schwierigkeiten, Maschinen für Frequenzen herzustellen, die nicht über eine Million hinausgehen. Für Frequenzen von der Größenordnung 100000 kann die Maschine ohne weiteres in jeder guten Fabrik hergestellt werden. Was die Leistung anbetrifft, so ergibt die Rechnung, daß man mit den Daten von Nr. 4 in der gegebenen Tabelle eine Maschine von 96000 Perioden in der Sekunde mit einer Leistung von 100 Kilowatt konstruieren kann. Dabei ist zu bemerken, daß die Umfangsgeschwindigkeit dabei 196 m/sec ist, was praktisch bei einem homogenen Stahlstück leicht ausführbar ist.

Anwendung auf die drahtlose Telegraphie und Telephonie. — Der besprochene Umformer liefert direkt die höchsten in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie praktisch verwendeten Schwingungen. Man kann ihn daher zur Erregung der Antennen benutzen, ohne daß ein besonderer Apparat zur Erhöhung der Frequenz nötig wäre. Die Übertragung auf die Antenne kann direkt, oder indirekt durch Induktion oder Abzweigung geschehen.

Bei den höchsten Frequenzen, die einer Wellenlänge von 300 bis

600 m entsprechen, ist die Leistung der Maschine keine große; aber dadurch die direkte Erregung der Antenne eine große Zahl von Verlustquellen ausgeschaltet wird, wird wahrscheinlich die Gesamtleistung der Anordnung nicht kleiner.

Bei Frequenzen von der Größenordnung von 100000 und darunter hat die Maschine dagegen eine gute Leistung, und die Energieverluste würden stark vermindert werden gegenüber den jetzt üblichen Einrichtungen.

Wenn man mit tönenden Wellen arbeiten will, so beschickt man die Primärwickelung nicht mit Gleichstrom, sondern mit Wechselstrom von der Frequenz des gewünschten Tones.

Die Apparatur der drahtlosen Telegraphie würde durch Benutzung solcher Umformer bedeutend vereinfacht werden, die überdies sehr reine Schwingungen und eine konstante, leicht regulierbare Frequenz liefern.

(Nach dem Französischen von Hilde Barkhausen.)

(Eingesandt 7. November 1913.)

Adresse des Autors: Sous Secrétariat d'Etat des Postes et des Télégraphes 20 rue Las-Cases, Paris.

Anwendung des allgemeinen Gesetzes der magnetischen Koppelung.

Von **Franz Kiebitz.**

1. Einleitung. Die Strom- und Spannungseffekte in einem gekoppelten Gebilde hat Mackû[1]) berechnet, ohne die Differentialgleichungen des gekoppelten Systems zu integrieren.

Zur Berechnung der Frequenzen, Dämpfungen, Amplituden und Phasen der Koppelungsschwingungen ist diese Integration notwendig; ich habe sie kürzlich ausgeführt[2]).

Dabei ergab sich die Notwendigkeit, eine kubische Gleichung zu lösen. Für den Fall ungedämpfter Schwingungskreise, auch wenn sie nicht abgestimmt sind, ließ sich die strenge Lösung dieser kubischen Gleichung im allgemeinen Falle angeben.

Im vorliegenden Aufsatz wird die Lösung der kubischen Gleichung für den in der Radiotelegraphie vorkommenden Wellenbereich unter Berücksichtigung der Dämpfung näherungsweise ausgeführt und das Koppelungsgesetz auf die in der Funkentelegraphie vorliegenden

1) B. Mackû, Jahrb. 2, 251, 1909. Phys. Ztschr. 9, 437, 1908.
2) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. 40, 138, 1913.

Verhältnisse angewandt zur Berechnung der Frequenzen, Amplituden, Phasen und Dekremente der Koppelungsschwingungen in einem Gebilde von zwei magnetisch gekoppelten Kreisen sowie zu einer neuen Berechnung des Stromintegrals im zweiten Kreise.

2. Das Koppelungsgesetz. Das in diesem Aufsatz abgeleitete allgemeine Gesetz der magnetischen Koppelung lautet folgendermaßen:

Es seien 1 und 2 zwei magnetisch gekoppelte Schwingungskreise. Wir bezeichnen mit C_1 und C_2 die Kapazität ihrer Kondensatoren, mit L_1 und L_2 die Selbstinduktion, mit W_1 und W_2 den Widerstand ihrer Schließungskreise, mit L_{12} die Induktion von 2 auf 1, mit L_{21} die Induktion von 1 auf 2. e_1 und e_2 bedeuten die Ladungen der Kondensatoren zur Zeit t, i_1 und i_2 die Stromstärken, die zur Zeit t in den Schließungskreisen vorhanden sind. Alle diese Größen werden in gleichem, absolutem Maßsystem gemessen.

Alsdann wird der zeitliche Verlauf der Ladungen und Ströme dargestellt durch die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= a_1' \sqrt{u_1} \cdot e^{-\varrho_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \alpha_1' + \varepsilon_1) + \\ &\qquad + a_1'' \cdot \sqrt{u_2} \cdot e^{-\varrho_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \alpha_1'' + \varepsilon_2) \\ e_2 &= a_2' \sqrt{u_1} \cdot e^{-\varrho_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \alpha_2' + \varepsilon_1) + \\ &\qquad + a_2'' \cdot \sqrt{u_2} \cdot e^{-\varrho_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \alpha_2'' + \varepsilon_2) \end{aligned}\right\} \quad \text{(A)}$$

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= a_1' \cdot u_1 \cdot e^{-\varrho_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \alpha_1') + \\ &\qquad + a_1'' \cdot u_2 \cdot e^{-\varrho_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \alpha_1'') \\ i_2 &= a_2' \cdot u_1 \cdot e^{-\varrho_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \alpha_2') + \\ &\qquad + a_2'' \cdot u_2 \cdot e^{-\varrho_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \alpha_2'') \end{aligned}\right\} \quad \text{(B)}$$

Hierin bedeuten die acht Größen a und α Integrationskonstanten.

Zur Bestimmung der Größen ω, ε und u bilde man die Schwingungshäufigkeit der einzelnen Kreise (d. h. die Zahl der Schwingungen in 2π-Sekunden) ohne Dämpfung:

$$o_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \qquad o_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \tag{C}$$

ferner die Dämpfungsfaktoren:

$$r_1 = \frac{W_1}{2 L_1}, \qquad r_2 = \frac{W_2}{2 L_2} \tag{D}$$

und die Koppelung:

$$k = \sqrt{\frac{L_{12} L_{21}}{L_1 L_2}} \tag{E}$$

Sodann berechne man die Hilfsgrößen:

$$
\left.\begin{aligned}
a &= \frac{o_1^2 o_2^2}{1-k^2} = \frac{1}{C_1 C_2} \cdot \frac{1}{L_1 L_2 - L_{12} L_{21}} \\
b &= \frac{r_2 o_1^2 + r_1 o_2^2}{1-k^2} = \frac{1}{2 C_1 C_2} \cdot \frac{C_1 W_1 + C_2 W_2}{L_1 L_2 - L_{12} L_{21}} \\
c &= \frac{o_1^2 + 4 r_1 r_2 + o_2^2}{1-k^2} = \frac{1}{C_1 C_2} \cdot \frac{L_1 C_1 + W_1 W_2 C_1 C_2 + L_2 C_2}{L_1 L_2 - L_{12} L_{21}} \\
d &= \frac{r_1 + r_2}{1-k^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{L_1 W_2 + L_2 W_1}{L_1 L_2 - L_{12} L_{21}}
\end{aligned}\right\} \quad (F)
$$

und löse die Gleichung dritten Grades:

$$z^3 - c z^2 - 4(a - b d) z + 4(a c - a d^2 - b^2) = 0 \qquad (G)$$

nach z auf. Alsdann berechnet man die Häufigkeit ω und die Dämpfung ϱ der Koppelungsschwingungen nach den Formeln:

$$
\left.\begin{aligned}
4\omega_1^2 &= z + c - 2d^2 + 2\sqrt{z^2 - 4a} - 2d\sqrt{z - c + d^2} \\
4\omega_2^2 &= z + c - 2d^2 - 2\sqrt{z^2 - 4a} + 2d\sqrt{z - c + d^2}
\end{aligned}\right\} \quad (H)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
2\varrho_1 &= d + \sqrt{z - c + d^2} \\
2\varrho_2 &= d - \sqrt{z - c + d^2}
\end{aligned}\right\} \quad (J)
$$

Die Hilfsgrößen u und ε ergeben sich nach den Formeln:

$$
\left.\begin{aligned}
2u_1 &= 2(\omega_1^2 + \varrho_1^2) = z + \sqrt{z^2 - 4a} \\
2u_2 &= 2(\omega_2^2 + \varrho_2^2) = z - \sqrt{z^2 - 4a}
\end{aligned}\right\} \quad (K)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
\operatorname{tg} \varepsilon_1 &= \frac{\omega_1}{\varrho_1} \\
\operatorname{tg} \varepsilon_2 &= \frac{\omega_2}{\varrho_2}
\end{aligned}\right\} \quad (L)
$$

Von den acht Amplituden- und Phasengrößen a und α sind nur zwei wesentlich. Sie sind untereinander durch die vier Gleichungen verknüpft:

$$
\left.\begin{aligned}
\alpha_1' - \alpha_2' &= -(\eta_1' + \varepsilon_1) = \eta_2' + \varepsilon_1 \\
\alpha_1'' - \alpha_2'' &= -(\eta_1'' + \varepsilon_2) = \eta_2'' + \varepsilon_2
\end{aligned}\right\} \quad (M)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
-\frac{a_1'}{a_2'} &= \frac{L_{12}}{L_1} \cdot \frac{u_1}{B_1'} = \frac{L_2}{L_{21}} \cdot \frac{B_2'}{u_1} \\
-\frac{a_1''}{a_2''} &= \frac{L_{12}}{L_1} \cdot \frac{u_2}{B_1''} = \frac{L_2}{L_{21}} \cdot \frac{B_2''}{u_2}
\end{aligned}\right\} \quad (N)
$$

Im übrigen hängen sie von den Anfangsbedingungen ab. Schreibt man folgende Anfangsbedingungen vor:

$$t = 0, \quad e_1 = e_0, \quad e_2 = i_1 = i_2 = 0 \tag{O}$$

so dienen zur Berechnung der acht Größen a und α außer den vier Gleichungen (M) und (N) noch die vier Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
a_1' \sqrt{u_1} \sin(\alpha_1' + \varepsilon_1) + a_1'' \sqrt{u_2} \sin(\alpha_1'' + \varepsilon_2) &= e_0 \\
a_1' u_1 \sin \alpha_1' + a_1'' u_2 \sin \alpha_1'' &= 0 \\
a_2' \sqrt{u_1} \sin(\alpha_2' + \varepsilon_1) + a_2'' \sqrt{u_2} \sin(\alpha_2'' + \varepsilon_2) &= 0 \\
a_2' u_1 \sin \alpha_2' + a_2'' u_2 \sin \alpha_2'' &= 0
\end{aligned}\right\} \tag{P}$$

Die Größen η und B in den Formeln (M) u. (N) sind aus folgenden Gleichungen zu berechnen:

$$\left.\begin{aligned}
B_1' &= \sqrt{(o_1^2 + u_1 - 2 r_1 \varrho_1)^2 - 4 \omega_1^2 (o_1^2 - r_1^2)} \\
B_1'' &= \sqrt{(o_1^2 + u_2 - 2 r_1 \varrho_2)^2 - 4 \omega_2^2 (o_1^2 - r_1^2)} \\
B_2' &= \sqrt{(o_2^2 + u_1 - 2 r_2 \varrho_1)^2 - 4 \omega_1^2 (o_2^2 - r_2^2)} \\
B_2'' &= \sqrt{(o_2^2 + u_2 - 2 r_2 \varrho_2)^2 - 4 \omega_2^2 (o_2^2 - r_2^2)} \\
\sin \eta_1' &= \frac{\omega_1 (o_1^2 - u_1)}{B_1' \sqrt{u_1}} \\
\sin \eta_1'' &= \frac{\omega_2 (o_1^2 - u_2)}{B_1'' \sqrt{u_2}} \\
\sin \eta_2' &= \frac{\omega_1 (o_2^2 - u_1)}{B_2' \sqrt{u_1}} \\
\sin \eta_2'' &= \frac{\omega_2 (o_2^2 - u_2)}{B_2'' \sqrt{u_2}}
\end{aligned}\right\} \tag{Q}$$

3. Näherungsformeln. Für den Fall, daß die Dämpfung verschwindend klein ist, ließ sich die Berechnung der Häufigkeit, Dämpfung, Schwingungsweite und Phase der Koppelungswellen für den allgemeinen Fall streng durchführen.

Wenn die Dämpfung endlich ist, führt ein Näherungsverfahren zum Ziel. In den meisten vorkommenden Fällen ist die Dämpfung von geringem Einfluß auf die Schwingungshäufigkeit. Wir wollen in erster Annäherung schreiben:

$$\left(\frac{r}{o}\right)^2 : 1 = \left(\frac{W}{2 o L}\right)^2 : 1 = 0 = \frac{W^2}{4} : \frac{L}{C} \tag{1}$$

Diese Näherung entspricht den schnellsten Schwingungen am genauesten, weil dort die Häufigkeit o sehr groß ist. Auch im Gebiet der Schwingungen der Funkentelegraphie ist die Annäherung noch außerordentlich groß. Bei den dort auftretenden Schwingungskreisen hat man mit Widerständen zu rechnen von $\frac{1}{100}$ bis 10 Ohm oder 10^7 bis 10^{10} cm $\sec^{-1}$; die zugehörigen Selbstinduktionen schwanken dabei von $5 \cdot 10^3$ bis zu 10^6 cm und die zugehörigen Frequenzen von 10^7 bis $5 \cdot 10^5 \sec^{-1}$. Demgemäß liegen die bei der Annäherung (1) vernachlässigten Größen bei 10^{-8} bis 10^{-4}.

Wir haben also ungünstigenfalles einen Fehler in der vierten Stelle zu erwarten, wenn wir bei der Anwendung des Koppelungsgesetzes auf die Kreise der Funkentelegraphie alle Glieder unterdrücken, die sich quadratisch aus Dämpfungsfaktoren (r_1, r_2, ϱ_1 und ϱ_2) zusammensetzen und als Summanden von nicht verschwindenden Gliedern auftreten, deren Größenordnung das Quadrat von Häufigkeiten ist.

Betrachten wir noch die logarithmischen Dekremente

$$\gamma_1 = 2\pi \cdot \frac{\varrho_1}{w_1} \qquad \gamma_2 = 2\pi \frac{\varrho_2}{w_2} \tag{2}$$

der Koppelungsschwingungen sowie die der ungekoppelten Einzelkreise:

$$\delta_1 = 2\pi \frac{r_1}{o_1} \qquad \delta_2 = 2\pi \cdot \frac{r_2}{o_2} \tag{3}$$

Ihre Größenordnung δ stimmt nach der vierten Gleichung (F) des Koppelungsgesetzes mit derjenigen der Dekremente der ungekoppelten Kreise überein. Also können wir für die Näherungsgrenze (1) auch schreiben:

$$\delta^2 : 4\pi^2 = 0 \tag{1'}$$

Diese Gleichung besagt, daß wir in erster Annäherung die Quadrate der Dekremente der Zahl 40 gegenüber vernachlässigen wollen.

Führen wir die Vernachlässigung der Gleichung (1) in dem Koppelungsgesetz ein, so entsteht aus den Gleichungen (F):

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{o_1^2 o_2^2}{1-k^2} \\ b &= \frac{r_2 o_1^2 + r_1 o_2^2}{1-k^2} \\ c &= \frac{o_1^2 + o_2^2}{1-k^2} \\ d &= \frac{r_1 + r_2}{1-k^2} \end{aligned}\right\} \quad (F')$$

und aus der Gleichung (G):

$$z = c \tag{G'}$$

Mithin erhält man ebenso wie bei den ungedämpften Schwingungen (vgl. die zitierte Arbeit) die Formeln:

$$\left.\begin{aligned}
\omega_1^2 &= \frac{1}{2}(c + \sqrt{c^2 - 4a}) \\
&= \frac{1}{2(1-k^2)}\{o_1^2 + o_2^2 + \sqrt{(o_1^2 - o_2^2)^2 + 4k^2 o_1^2 o_2^2}\} \\
\omega_2^2 &= \frac{1}{2}(c - \sqrt{c^2 - 4a}) \\
&= \frac{1}{2(1-k^2)}\{o_1^2 + o_2^2 - \sqrt{(o_1^2 - o_2^2)^2 + 4k^2 o_1^2 o_2^2}\}
\end{aligned}\right\} \text{(H')}$$

$$\left.\begin{aligned}
u_1 &= \omega_1^2 = \frac{1}{2}(c + \sqrt{c^2 - 4a}) \\
u_2 &= \omega_2^2 = \frac{1}{2}(c - \sqrt{c^2 - 4a})
\end{aligned}\right\} \text{(K')}$$

$$\left.\begin{aligned}
-\frac{a_1'}{a_2'} &= \frac{L_{12}}{L_1} \cdot \frac{\omega_1^2}{o_1^2 - \omega_1^2} = \frac{L_2}{L_{21}} \cdot \frac{o_2^2 - \omega_1^2}{\omega_1^2} \\
-\frac{a_1''}{a_2''} &= \frac{L_{12}}{L_1} \cdot \frac{\omega_2^2}{o_1^2 - \omega_2^2} = \frac{L_2}{L_{21}} \cdot \frac{o_2^2 - \omega_2^2}{\omega_2^2}
\end{aligned}\right\} \text{(N')}$$

Dagegen liefert die Gleichung (M):

$$\left.\begin{aligned}
\alpha_1' - \alpha_2' &= \frac{\pi}{2} + \varepsilon_1 \\
\alpha_1'' - \alpha_2'' &= \frac{\pi}{2} + \varepsilon_2
\end{aligned}\right\} \text{(M')}$$

Zur Beurteilung von ε (für beide Indizes) ist die Gleichung (L) nicht unmittelbar geeignet, weil die Tangente in der Nähe ihrer Unstetigkeitsstelle extrem große Werte annimmt. Von der Größenordnung 1 ist der Sinus; dieser hat den Wert $\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \varrho^2}}$, ist also innerhalb der eingeführten Genauigkeitsgrenze gleich 1; d. h. es ist

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{\pi}{2} \tag{L'}$$

Wir finden also zur Berechnung der Häufigkeiten ω, der Schwingungsweiten a und der Phasen ε dieselben Gleichungen wie bei ungedämpften Schwingungen.

Dagegen genügt es für die Berechnung von ϱ aus den Gleichungen (J) des Koppelungsgesetzes nicht, die Hilfsgröße z nur in erster Annäherung zu kennen. Um $z - c$ genau bis auf die Größenordnung $\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2$ zu berechnen, bilden wir zunächst durch Multiplikation der beiden Gleichungen (J) die strenge Gleichung:

$$z = c - 4\varrho_1 \varrho_2 \tag{4}$$

oder

$$z = c - \nu \tag{4'}$$

wobei ν bis auf Größen $\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^4$, die wir vernachlässigen wollen, den Ausdruck $4\varrho_1 \varrho_2$ darstellt.

Führt man die Gleichung (4′) in Gleichung (G) ein, so ergibt sich:

$$\nu^3 - 2c\nu^2 + \nu(c^2 - 4a + 4bd) - 4(bcd - ad^2 - b^2) = 0$$

Diese Gleichung setzt sich aus Gliedern der ersten, zweiten und dritten Potenz von $\frac{\delta^2}{4\pi^2}$ zusammen. Vernachlässigen wir die höheren Potenzen, so bleibt:

$$\nu(c^2 - 4a) = 4(bcd - ad^2 - b^2)$$

Mithin nach Gleichung (4′) in zweiter Annäherung:

$$z = c + 4\frac{ad^2 + b^2 - bcd}{c^2 - 4a} \tag{G''}$$

Nunmehr ergeben die Gleichungen (J):

$$2\varrho = d \pm \sqrt{4\frac{ad^2 + b^2 - bcd}{c^2 - 4a} + d^2} = d \pm \sqrt{\frac{c^2d^2 - 4bcd + 4b^2}{c^2 - 4a}}$$

$$\left.\begin{aligned} 2\varrho_1 &= d + \frac{cd - 2b}{\sqrt{c^2 - 4a}} \\ 2\varrho_2 &= d - \frac{cd - 2b}{\sqrt{c^2 - 4a}} \end{aligned}\right\} \tag{J'}$$

Die Gleichung (G″) ermöglicht es, die Perioden ω in zweiter Annäherung zu berechnen. Führt man den Wert (G″) von z in die Gleichungen (K) ein, so findet man nach geeigneter Umrechnung:



$$2\,\omega_1^{\,2} = \{c + \sqrt{c^2 - 4a}\} \cdot \left\{1 + 4 \cdot \frac{a\,d^2 + b^2 - b\,c\,d}{(c^2 - 4a)\cdot\sqrt{c^2 - 4a}}\right\} - 2\,\varrho_1^{\,2}$$

$$2\,\omega_2^{\,2} = \{c - \sqrt{c^2 - 4a}\} \cdot \left\{1 - 4 \cdot \frac{a\,d^2 + b^2 - b\,c\,d}{(c^2 - 4a)\cdot\sqrt{c^2 - 4a}}\right\} - 2\,\varrho_2^{\,2}$$

Man kann jede beliebige Genauigkeit erreichen, wenn man schrittweise bei der Berechnung von z aus Gleichung (G) immer höhere Potenzen von $\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2$ berücksichtigt. In dritter Annäherung erhält man dabei:

$$\left.\begin{aligned} z = c + 4 \cdot \frac{a\,d^2 + b^2 - b\,c\,d}{c^2 - 4a} - \\ - 16 \cdot \frac{(a\,d^2 + b^2 - b\,c\,d)\,(2\,a\,c\,d^2 + 2\,b^2 c - b\,c^2 d - 4\,a\,b\,d)}{(c^2 - 4a)^3} \end{aligned}\right\} \text{(G'')}$$

Der Fehler, den wir bei der Annäherung (1) oder (1') begehen, beträgt $\frac{100}{4\pi^2}\,\delta^2$ oder ungefähr $2.5 \cdot \delta^2\,{}^0/_0$.

Zusammenfassend können wir also das angenäherte Gesetz der magnetischen Koppelung folgendermaßen aussprechen:

Ist δ die Größe der logarithmischen Dekremente der ungekoppelten Kreise, so wird mit einem Fehler von $2{,}5 \cdot \delta^2\,{}^0/_0$ der Verlauf der Ladungen und Ströme im gekoppelten Gebilde dargestellt durch die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= \frac{e_0}{2}\left\{\left(1 + \frac{o_1^{\,2} - o_2^{\,2}}{O}\right) e^{-\varrho_1 t} \cdot \cos\omega_1 t + \right. \\ &\qquad \left. + \left(1 - \frac{o_1^{\,2} - o_2^{\,2}}{O}\right) e^{-\varrho_2 t} \cdot \cos\omega_2 t\right\} \\ i_1 &= \frac{e_0}{2}\left\{\omega_1 \cdot \left(1 + \frac{o_1^{\,2} - o_2^{\,2}}{O}\right) e^{-\varrho_1 t} \cdot \sin\omega_1 t + \right. \\ &\qquad \left. + \omega_2 \cdot \left(1 - \frac{o_1^{\,2} - o_2^{\,2}}{O}\right) e^{-\varrho_2 t} \cdot \sin\omega_2 t\right\} \end{aligned}\right\} \text{(A')}$$

$$\left.\begin{aligned} e_2 &= - e_0\,\frac{L_{21}}{L_2} \cdot \frac{o_1^{\,2}}{O}\left\{e^{-\varrho_1 t} \cdot \cos\omega_1 t - e^{-\varrho_2 t} \cdot \cos\omega_2 t\right\} \\ i_2 &= - e_0 \cdot \frac{L_{21}}{L_2} \cdot \frac{o_1^{\,2}}{O}\left\{\omega_1 \cdot e^{-\varrho_1 t} \cdot \sin\omega_1 t - \omega_2 \cdot e^{-\varrho_2 t} \cdot \sin\omega_2 t\right\} \end{aligned}\right\} \text{(B')}$$

Hierin bedeutet e_0 die Ladung des ersten Kondensators

beim Beginn des Vorganges. Zur Berechnung der Größen o, O, ϱ und ω aus den Eigenschaften L, C und W der beiden Kreise dienen die folgenden Formeln:

$$o_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \qquad o_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \tag{C}$$

$$r_1 = \frac{W_1}{2 L_1} \qquad r_2 = \frac{W_2}{2 L_2} \tag{D}$$

$$k = \sqrt{\frac{L_{12} L_{21}}{L_1 L_2}} \tag{E}$$

$$O = \sqrt{(o_1^2 - o_2^2)^2 + 4 k^2 o_1^2 o_2^2} \tag{R}$$

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{o_1^2 o_2^2}{1 - k^2} \\ b &= \frac{r_2 o_1^2 + r_1 o_2^2}{1 - k^2} \\ c &= \frac{o_1^2 + o_2^2}{1 - k^2} \\ d &= \frac{r_1 + r_2}{1 - k^2} \end{aligned}\right\} \tag{F'}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega_1^2 &= \frac{1}{2}(c + \sqrt{c^2 - 4a}) = \frac{1}{2(1 - k^2)}(o_1^2 + o_2^2 + O) \\ \omega_2^2 &= \frac{1}{2}(c - \sqrt{c^2 - 4a}) = \frac{1}{2(1 - k^2)}(o_1^2 + o_2^2 - O) \end{aligned}\right\} \tag{H'}$$

$$\left.\begin{aligned} 2\varrho_1 &= d + \frac{cd - 2b}{\sqrt{c^2 - 4a}} \\ 2\varrho_2 &= d - \frac{cd - 2b}{\sqrt{c^2 - 4a}} \end{aligned}\right\} \tag{J'}$$

4. Das Stromintegral im zweiten Kreise.

Für Anwendungen ist es wichtig, das der Messung leicht zugängliche Stromintegral im zweiten Kreise:

$$J = \int_0^\infty i_2^2 \, dt \tag{5}$$

zu kennen.

Drude[1]) hat auf diesem Wege die Gleichung der Resonanzkurve berechnet, während Bjerknes[2]) zu demselben Zweck das Stromintegral in einem Schwingungskreise betrachtet, das unter der Einwirkung einer gedämpft schwingenden elektromotorischen Kraft zustande kommt. Da beide Theorien mit den gleichen Einschränkungeu durchgeführt werden, nämlich erstens, daß nur die unmittelbare Umgebung der Resonanzstelle berücksichtigt wird, und zweitens, daß die Koppelung sehr klein ist (Drude) bzw. daß der Schwingungskreis keine Rückwirkung auf die erregende Schwingung ausübt (Bjerknes), so kommen beide Theorien im wesentlichen zu denselben Ergebnissen. Den Einfluß der Koppelung auf den Verlauf der Resonanzkurven hat später M. Wien[3]) berechnet.

Mit Hilfe des Koppelungsgesetzes gelingt indessen eine strengere Berechnung nach der Theorie von Drude.

Wir wollen zur Berechnung von J folgende Bedingungen vorschreiben:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_2' &= \alpha_2'' = \pi \\ a_2' \omega_1 &= - a_2'' \omega_2 = e_0 \cdot \frac{L_{21}}{L_2} \frac{o_1^2}{O} \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Diese Bedingungen sind statthaft, weil sie mit den Gleichungen (M) und (N) verträglich sind. Sie stimmen nach den Berechnungen in Abschnitt 3 mit großer Annäherung mit den Anfangsbedingungen nach Gleichung (O) überein:

$$\text{für } t = 0: \quad e_1 = e_0, \quad e_2 = i_1 = i_2 = 0$$

Die zweite Gleichung (B) liefert für den Fall Gleichung (6):

$$i_2 = - e_0 \cdot \frac{L_{21}}{L_2} \frac{o_1^2}{O} \left\{ \frac{u_1}{\omega_1} \cdot e^{-\varrho_1 t} \sin \omega_1 t - \frac{u_2}{\omega_2} \cdot e^{-\varrho_2 t} \cdot \sin \omega_2 t \right\}$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung (5) ein und berücksichtigt man die Formeln:

$$2 \sin^2 \alpha = 1 - \cos 2\alpha \quad \text{und} \quad - 2 \sin \alpha \sin \beta = \cos(\alpha + \beta) - \cos(\alpha - \beta)$$

so findet man:

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 13, 512 ff., 1904.
2) J. Bjerknes, Wied. Ann. 55, 121 ff., 1895.
3) M. Wien, Ann. d. Phys 25, 625 ff., 1908.



$$2J = \left(e_0 \frac{L_{21}}{L_2} \cdot \frac{o_1^{\,2}}{O}\right)^2 \int\limits_0 \left\{ \frac{u_1^{\,2}}{\omega_1^{\,2}} e^{-2\varrho_1 t} (1 - \cos 2\,\omega_1 t) + \right.$$

$$+ \frac{u_2^{\,2}}{\omega_2^{\,2}} \cdot e^{-2\varrho_2 t} \cdot (1 - \cos 2\,\omega_2 t) +$$

$$\left. + 2\frac{u_1 u_2}{\omega_1 \omega_2} \cdot e^{-(\varrho_1 + \varrho_2) t} \cdot \left(\cos(\omega_1 + \omega_2) t - \cos(\omega_1 - \omega_2) t\right) \right\} dt$$

Mittels der Formeln:

$$\int\limits_0^\infty e^{-\alpha t} d t = \frac{1}{\alpha} \quad \text{und} \quad \int\limits_0^\infty e^{-\alpha t} \cdot \cos \beta t \cdot d t = \frac{\alpha}{\alpha^2 + \beta^2}$$

ergibt sich weiter:

$$4J = \left(e_0 \cdot \frac{L_{21}}{L_2} \cdot \frac{o_1^{\,2}}{O}\right)^2 \cdot$$

$$\cdot \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{u_1^{\,2}}{\omega_1^{\,2} \varrho_1} + \dfrac{u_2^{\,2}}{\omega_2^{\,2} \varrho_2} - \dfrac{u_1^{\,2}}{\omega_1^{\,2}} \dfrac{\varrho_1}{\omega_1^{\,2} + \varrho_1^{\,2}} - \dfrac{u_2^{\,2}}{\omega_2^{\,2}} \cdot \dfrac{\varrho_2}{\omega_2^{\,2} + \varrho_2^{\,2}} + \\ + 4\dfrac{u_1 u_2}{\omega_1 \omega_2} \cdot \left[\dfrac{\varrho_1 + \varrho_2}{(\omega_1 + \omega_2)^2 + (\varrho_1 + \varrho_2)^2} - \dfrac{\varrho_1 + \varrho_2}{(\omega_1 - \omega_2)^2 + (\varrho_1 + \varrho_2)^2} \right] \end{array} \right\}$$

Berücksichtigen wir nun die Gleichungen (K): $u = \omega^2 + \varrho^2$ sowie die Gleichungen:

$$\begin{aligned} a &= u_1 u_2 \\ 2b &= 2(\varrho_2 u_1 + \varrho_1 u_2) \\ c &= u_1 + 4\varrho_1 \varrho_2 + u_2 \\ 2d &= 2(\varrho_1 + \varrho_2) \end{aligned}$$

(vgl. den Hilfssatz in der zitierten Arbeit), so ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned} J \cdot \left(\frac{2}{e_0} \cdot \frac{L_2}{L_{21}} \cdot \frac{O}{o_1^{\,2}}\right)^2 &= \\ &= \frac{u_1}{\varrho_1} + \frac{u_2}{\varrho_2} - 16 \frac{u_1 u_2 (\varrho_1 + \varrho_2)}{(\omega_1^{\,2} - \omega_2^{\,2})^2 + 2d^2(\omega_1^{\,2} + \omega_2^{\,2}) + d^4} \\ &= \frac{b}{\varrho_1 \varrho_2} - 16 \cdot \frac{a d}{(\omega_1^{\,2} - \omega_2^{\,2})^2 + 2d^2(\omega_1^{\,2} + \omega_2^{\,2}) + d^4} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Wir bilden zunächst:

$$\sqrt{z^2 - 4a}\sqrt{z - c + d^2} = \sqrt{z^3 + z^2(d^2 - c) - 4az - 4a(d^2 - c)}$$

nach Gleichung (G):

$$= \sqrt{z^2 d^2 - 4bdz + 4b^2}$$
$$= zd - 2b$$

ferner mit Hilfe von Gleichung (H):

$$(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 2d^2(\omega_1^2 + \omega_2^2) + d^4 =$$
$$= (z^2 - 4a) - 2d(dz - 2b) + d^2(z - c + d^2) + d^2(z + c - 2d^2) + d^4 =$$
$$= z^2 - 4a + 4bd$$

Berücksichtigen wir außer dieser Gleichung noch die Gleichung

$$4\varrho_1\varrho_2 = c - z$$

so ergibt Gleichung (7):

$$J : \left(e_0 \cdot \frac{L_{21}}{L_2} \cdot \frac{o_1^2}{O}\right)^2 = \frac{b}{c - z} - \frac{4ad}{z^2 - 4a + 4bd}$$
$$= \frac{bz^2 + 4adz - 4(ab + acd - b^2 d)}{4c(bd - a) + 4z(a - bd) + cz^2 - z^3}$$

Hieraus findet man nach Gleichung (G):

$$J = \int_0^\infty i_2^2\, dt = \left(e_0 \cdot \frac{L_{21}}{L_2} \cdot \frac{o_1^2}{O}\right)^2 \cdot \left.\frac{bz^2 + 4adz - 4(ab + acd - b^2 d)}{4(bcd - ad^2 - b^2)}\right\} \quad (8)$$

Dies ist die strenge Formel für das Stromintegral im Meßkreis; die willkürlichen Konstanten α_2', α_2'', a_2', a_2'' des Koppelungsgesetzes sind dabei durch die Gleichungen (6) so festgesetzt, daß mit einer Genauigkeit von $2{,}5 \cdot \delta^2\,\%_0$ die Anfangsbedingungen (O) erfüllt sind.

Führt man die dem ersten Kreise zu Beginn des Schwingungsvorganges zugeführte Energie

$$E = \frac{e_0^2}{2C_1}$$

ein, und beschränkt man die Formel auf geschlossene Schwingungskreise, so daß man setzen kann:

$$L_{12} = L_{21}$$

so kann man mit Rücksicht auf die Gleichungen (R) und (F) für die Gleichung (8) auch schreiben:

$$J = E \cdot \frac{o_1^2}{2L_2} \cdot \frac{k^2}{(1 - k^2)^2} \cdot \left.\frac{bz^2 + 4adz - 4(ab + acd - b^2 d)}{(c^2 - 4a)(bcd - ad^2 - b^2)}\right\} \quad (8')$$

Diese Formel habe ich zum Ausgangspunkt einer Besprechung der Resonanzkurve gemacht, die ich kürzlich mitgeteilt habe[1]. Mit der im Abschnitt 3 behandelsen Annäherung (1) oder

$$\left(\frac{r}{O}\right)^2 : 1 = 0 \tag{1}$$

habe ich dort folgende Näherungsformel aus Gleichung (8′) berechnet

$$J = E \cdot \frac{o_1^{\,2}}{2 L_2} \cdot k^2 \cdot \frac{r_2\, o_1^{\,2} + r_1\, o_2^{\,2}}{r_1\, r_2\, (o_1^{\,2} - o_2^{\,2})^2 + k^2 (r_1\, o_2^{\,2} + r_2\, o_1^{\,2})^2} \tag{9}$$

Die Berechnung, die Macků für J gegeben hat, ohne die Differentialgleichungen zu lösen, führt zu einem Wert[2], der in der Schreibweise dieser Abhandlung proportional ist mit:

$$\frac{r_2\, o_1^{\,2} + r_1\, o_2^{\,2}}{r_1 r_2 (o_1^{\,2} - o_2^{\,2})^2 + 4 r_1\, r_2\, (r_1 + r_2)(r_1\, o_2^{\,2} + r_2\, o_1^{\,2}) + k^2 (r_1\, o_2^{\,2} + r_2\, o_1^{\,2})^2}$$

Man gewinnt also den Ausdruck der Näherungsformel (9), wenn man, wie es bei der Ableitung von (9) aus (8) geschehen ist, auch in der strengeren Formel von Macků entsprechend der Annäherung (1) das Glied von der Ordnung r^4 neben r^2 vernachlässigt.

5. **Schluß.** In der vorliegenden Abhandlung wird eine Anwendung des allgemeinen Koppelungsgesetzes auf die Schwingungskreise der Funkentelegraphie gegeben. Mit einer Genauigkeit von $0{,}25 \cdot \delta^2\,\%$ wird das angenäherte Gesetz der magnetischen Koppelung abgeleitet, welches die Frequenzen, Amplituden, Phasen und Dämpfungsfaktoren der Koppelungsschwingungen angibt.

Außerdem wird eine neue Berechnung des Stromintegrals im Sekundärkreise mitgeteilt.

Steglitz, Dezember 1912.

1) F. Kiebitz, Verh. D. Phys. Ges. **14**, 1016, 1911; Jahrb. **6**, 547, 1912.
2) B. Macků, Jahrb. **2**, 263, Formel (32), 1909.

(Eingesandt 31. Dezember 1912).

Adresse des Autors: Berlin-Steglitz, Sedanstraße 2.

Über den gekoppelten Empfänger.

Von **Hans Riegger.**

Benutzte Bezeichnungen:

V = Spannung, δ = Dämpfungsfaktor,
E = elektromotorische Kraft, $\mathfrak{d}$ = Dekrement,
J = Stromstärke, $\alpha, \varphi, \psi, \zeta, \eta$ = Winkel,
ω = Kreisfrequenz, $\mathfrak{C}$ = Kapazität,
N = Frequenz, $\mathfrak{L}$ = Selbstinduktion,
t = Zeit, x = prozentuelle Verstimmung.

Die Bedeutung der Indizes geht aus den Stellen des Textes hervor.

§ 1. Die theoretischen Arbeiten über den gekoppelten Empfänger beschränken sich hinsichtlich der Dekremente bisher auf spezielle Fälle. Über ungedämpfte Wellen haben M. Wien[1]) und P. O. Pedersen[2]) Untersuchungen gemacht. Der erstere bearbeitete auch den Fall starkgedämpfter Antennen, wenn die einfallende Welle nicht ungedämpft ist, nach einer Näherungsmethode[3]). Will man das Problem allgemein behandeln, dann wird es rechnerisch kompliziert, da man es mit einem dreifachen System zu tun hat. Wie kompliziert dreifache Systeme werden, geht ja am besten aus den Arbeiten von Müller[4]), B. Macků[5]) und M. Bethenod[6]) hervor, obwohl sie ihre Untersuchungen ebenfalls auf spezielle Fälle beschränkt oder dieselben längst nicht vollkommen durchgeführt haben.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich in erster Linie mit der Resonanzschärfe des Stromeffektes im gekoppelten Empfänger bei beliebigen Dekrementen der drei Systeme. Sie führt die Rechnung vollkommen durch und wertet die Resultate für die wichtigsten Fälle auch zahlenmäßig aus.

Die Voraussetzungen, die dabei gemacht worden, sind folgende:

1. Die Sendeschwingungen sind einwellig, der Abfall ihrer Amplitude ist experimentell.

---

1) M. Wien, Ann. **61**, 180, 1897.
2) P. O. Pedersen, Jahrb. **3**, 283, 1910.
3) M. Wien, Ann. 8, 686, 1902.
4) F. Müller, Jahrb. **6**, 13, 1912.
5) B. Macků, Jahrb. **4**, 188, 1911.
6) M. Bethenod, Bul. Soc. Int. Elect. **10**, 135, 1910.

2. Die Koppelung zwischen der Antenne und dem Kondensatorkreis (oder allgemein dem dritten System) im Empfänger ist extremlose.

Was die zweite Voraussetzung betrifft, so ist man berechtigt, anzunehmen, daß die Resonanzschärfe wächst mit abnehmender Koppelung zwischen Antenne und Kondensatorkreis. Der behandelte Fall extrem loser Koppelung stellt daher den Idealfall dar, welcher hinsichtlich der Abstimmungsschärfe bei vorgegebenen Dekrementen erreichbar ist.

Den Stromeffekt im Kondensatorkreis kann man nach der Methode von Mackû ohne Auflösung der Differentialgleichung gewinnen. Ich habe indes dieses Verfahren nicht eingeschlagen, weil die Auflösung ohne große Schwierigkeit durch zweimalige Anwendung der Bjerknesschen Methode bewerkstelligt werden kann und sodann die Kenntnis des Stromverlaufes einen näheren Einblick in die Schwingungsverhältnisse im Kondensatorkreis des Empfängers liefert. Die Bjerknessche Auflösung der Differentialgleichung zweier Systeme muß dabei in der allgemeinsten Form für beliebige Anfangsphase benutzt werden.

§ 2. Allgemeine Beziehungen für zwei extremlose gekoppelte Systeme.

Setzt man die Differentialgleichung für zwei extremlose gekoppelte Systeme in der Form voraus:

$$(1)\qquad \frac{d V_2}{d t^2} + 2\delta_2 \frac{d V_2}{d t} + (\omega_2^2 + \delta_2^2) V_2 = \frac{E_{12}}{L_2 \mathfrak{C}_2} e^{-\delta_1 t} \cos(w_1 t + \alpha)$$

mit den Anfangsbedingungen:

$$(2)\qquad \left.\begin{aligned} V_2 &= 0 \\ \frac{d V_2}{d t} &= 0 \end{aligned}\right\} \text{für } t = 0$$

so lautet die allgemeinste Lösung:

$$(3)\quad V_2 = V_{12} e^{-\delta_1 t} \cos(\omega_1 t + \alpha + \varphi_1) + V_{22} e^{-\delta_2 t} \cos(\omega_2 t + \alpha + \varphi_2)$$

worin

$$(4)\qquad V_{12} = \frac{E_{12}}{\mathfrak{L}_2 \mathfrak{C}_2 \sqrt{\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2\}^2 + 4\omega_1^2(\delta_1 - \delta_2)^2}}$$

V_{22} bestimmt sich aus V_{12} nach:

$$(5)\quad V_{22}^2 \omega_2^2 (1 + \operatorname{tg} \alpha^2) = V_{12}^2 \{\omega_2^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2 - 2\omega_1(\delta_1 - \delta_2) \operatorname{tg} \alpha + \omega_1^2 \operatorname{tg} \alpha^2\}$$

oder:

$$V_{22} = V_{12} \cdot U$$

wo U eine Funktion von ω_2, ω_1, δ_1, δ_2 und α ist und nach Gleichung (5) bestimmt wird.

$$\text{(6)} \qquad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{2\,\omega_1 (\delta_1 - \delta_2)}{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2}$$

φ_2 aus

$$\text{(7)} \qquad \cos(\alpha + \varphi_1) = -\cos(\alpha + \varphi_2) \cdot U$$

worin man ev. zur Vorzeichenbestimmung von φ_2 noch $\frac{d\,V_2}{d\,t} = 0$ benutzen muß.

Zur Vereinfachung der Formeln (4—7), die ohne irgend welche Einschränkung gelten, sei in üblicher Weise geschrieben:

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2} = x; \qquad \begin{aligned} N_2\,\delta_1 &= \mathfrak{d}_1 \\ N_2\,\delta_2 &= \mathfrak{d}_2 \end{aligned}$$

und es seien die Verstimmungen und Dekremente so klein, daß

$$x^2 \ll 1$$

$$\left(\frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2\pi}\right)^2 \ll 1$$

ist, d. h. die linken Seiten gegen 1 vernachlässigt werden können. Es gehen dann die Gleichungen (4) bis (7) in bequemere Formen über und es gelingt namentlich, die Funktion U in einfacher Weise auszudrücken.

Es wird:

$$\text{(4a)} \qquad V_{12} = \frac{E_{12}}{4\pi\,\mathfrak{L}_2\,\mathfrak{C}_2 \cdot N_2 \sqrt{4\pi^2 x^2 + (\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_2)^2}}$$

$$\text{(5a)} \qquad V_{22} = V_{12} \cdot U$$

$$U = 1 - \frac{x}{2}(1 - \cos 2\alpha) - \frac{\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_2}{4\pi} \sin 2\alpha$$

$$\text{(6a)} \qquad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{4\pi(1 - x)(\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_2)}{4\pi^2 x(2 - x) + (\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_2)^2}$$

$$\text{(7a)} \qquad \cos(\alpha + \varphi_1) = -\cos(\alpha + \varphi_2) \cdot U$$

Das Vorzeichen von $\alpha + \varphi_2$ ist so zu bestimmen, daß φ_2 um nahezu π von φ_1 sich unterscheidet.

§ 3. Die Anwendung dieser Beziehungen auf das vorliegende Problem.

Die Formeln des vorigen Paragraphen werden nunmehr zuerst dazu benutzt, die Differentialgleichung für die elektromagnetischen

Schwingungen im Sekundärsystem, speziell im Kondensatorkreis des Empfängers, aufzustellen.

Es soll auf die Antenne eine elektromotorische Kraft wirken von der Form:

$$E_2 = E_{12}\, e^{-\delta_1 t} \cos(w_1 t + \alpha)$$

Der Spannungsverlauf in der Antenne ist daher nach Gleichung (3):

$$V_2 = V_{12}\, e^{-\delta_1 t} \cos(\omega_1 t + \alpha + \varphi_1) + V_{22}\, e^{-\delta_2 t} \cos(\omega_2 t + \alpha + \varphi_2)$$

worin die Amplituden und Phasen sich nach Gleichung (4) bis (7) bestimmen.

Die Stromstärke in der Antenne ist dann:

$$(8)\quad J_2 = J_{12}\, e^{-\delta_1 t} \cos(\omega_1 t + \alpha + \varphi_1 + \varphi_1') + \\ + J_{22}\, e^{-\delta_2 t} \cos(\omega_2 t + \alpha + \varphi_2 + \varphi_2')$$

worin:

$$J_{12} = \mathfrak{C}_2\, V_{12} \sqrt{\omega_1^2 + \delta_1^2}$$
$$J_{22} = \mathfrak{C}_2\, V_{22} \sqrt{\omega_2^2 + \delta_2^2}$$
$$\varphi_1' = -90^\circ + \zeta_1 \qquad \operatorname{tg} \zeta_1 = \frac{\delta_1}{\omega_1}$$
$$\varphi_2' = -90^\circ + \zeta_2 \qquad \operatorname{tg} \zeta_2 = \frac{\delta_2}{\omega_2}$$

Auf den mit der Antenne gekoppelten Kondensatorkreis wirkt die elektromotorische Kraft:

$$E_3 = -\mathfrak{L}_{23} \frac{d J_2}{d t}$$

Also:

$$E_3 = E_{13}\, e^{-\delta_1 t} \cos(\omega_1 t + \alpha + \varphi_1 + 2\varphi_1') + \\ + E_{23}\, e^{-\delta_2 t} \cos(\omega_2 t + \alpha + \varphi_2 + 2\varphi_2')$$

worin:

$$(9)\quad E_{13} = \mathfrak{L}_{23}\, \mathfrak{C}_2\, V_{12} (\omega_1^2 + \delta_1^2)$$

$$(10)\quad E_{23} = \mathfrak{L}_{23}\, \mathfrak{C}_2\, V_{22} (\omega_2^2 + \delta_2^2)$$

Es lautet daher die Differentialgleichung für die Spannung im Kondensatorkreis:

$$(11)\quad \frac{d^2 V_3}{d t^2} + 2\delta_3 \frac{d V_3}{d t} + (w_3^2 + \delta_3^2) V_3 = \\ = \frac{E_{13}}{\mathfrak{L}_3 \mathfrak{C}_3} e^{-\delta_1 t} \cos(w_1 t + \alpha_{13}) + \frac{E_{23}}{\mathfrak{L}_3 \mathfrak{C}_3} e^{-\delta_2 t} \cos(\omega_2 t + \alpha_{23})$$

worin

$$\alpha_{13} = \alpha + \varphi_1 + 2\varphi_1'$$
$$\alpha_{23} = \alpha + \varphi_2 + 2\varphi_2'$$

§ 4. Lösung der Differentialgleichung. Man zerlege Gleichung (11) in die beiden Gleichungen:

$$(11\,\mathrm{a})\quad \frac{d^2 V_3'}{d t^2} + 2\delta_3 \frac{d V_3'}{d t} + (\omega_3^2 + \delta_3^2) V_3' = \\ = \frac{E_{13}}{\mathfrak{L}_3 \mathfrak{C}_3} \cdot e^{-\delta_1 t} \cos(\omega_1 t + \alpha_{13})$$

$$(11\,\mathrm{b})\quad \frac{d V_3''}{d t^2} + 2\delta_3 \frac{d V_3''}{d t} + (\omega_3^2 + \delta_3^2) V_3'' = \\ = \frac{E_{22}}{\mathfrak{L}_3 \mathfrak{C}_3} \cdot e^{-\delta_2 t} \cos(\omega_2 t + \alpha_{23})$$

Jede der beiden Gleichungen werde für sich nach § 2 aufgelöst. Die beiden Lösungen V_3' und V_3'' summiert ergeben die allgemeine Lösung V_3 von Gleichung (11). Man erhält auf diese Weise:

$$(12)\quad V_3 = V_{13} e^{-\delta_1 t} \cos(\omega_2 t + \varphi_{13}) + V_{23} e^{-\delta_2 t} \cos(\omega_2 t + \varphi_{23}) + \\ + V_{33} e^{-\delta_3 t} \cos(\omega_3 t + \varphi_{33})$$

Durch Differentiation von V_3 erhält man dann die Stromstärke J_3 im Kondensatorkreis des Empfängers.

$$(13)\quad J_3 = J_{13} e^{-\delta_1 t} \sin(\omega_2 t + \psi_{13}) + V_{23} e^{-\delta_2 t} \sin(\omega_2 t + \psi'_{23}) + \\ + J_{33} e^{-\delta_3 t} \sin(\omega_3 t + \psi_{33})$$

Hierin ist:

$$(14)\quad J_{13} = A \cdot \frac{(\omega_1^2 + \delta_1^2)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\{\omega_3^2 - \omega_1^2 + (\delta_1 - \delta_3)^2\}^2 + 4\omega_1^2(\delta_1 - \delta_3)^2}}$$

$$(15)\quad J_{23} = A \cdot \frac{\sqrt{\frac{\omega_2^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2}{\omega_2^2}} \cdot (\omega_2^2 + \delta_2^2)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\{\omega_3^2 - \omega_2^2 + (\delta_2 - \delta_3)^2\}^2 + 4\omega_2^2(\delta_2 - \delta_3)^2}}$$

$$(16)\quad J_{33} = \sqrt{J'^2_{13} + J'^2_{23} + 2J'_{13} \cdot J'_{23} \cdot \cos(\psi'_{13} - \psi'_{23})}$$

$$(17)\quad A = \frac{\mathfrak{L}_{13} \cdot E_{13}}{L_2 \cdot L_3 \sqrt{\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2\}^2 + 4\omega_1^2(\delta_1 - \delta_2)^2}}$$

$$(18)\quad J_{13}' = J_{13} \cdot U_1 \cdot \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \delta_3^2}{\omega_1^2 + \delta_1^2}}$$

$$(19)\quad J_{23}' = J_{23} \cdot U_2 \cdot \sqrt{\frac{\omega_3^2 + \delta_3^2}{\omega_2^2 + \delta_2^2}}$$

U_1 und U_2 sind ähnlich zu bestimmen wie das frühere U.

(20) $$\psi_{13} = \alpha + \varphi_1 + \varphi_3 + 3\zeta_1$$

(21) $$\psi_{23} = \alpha + \varphi_2 + \varphi_3' + 3\zeta_2$$

(22) $$\psi_{13}' = \alpha + \varphi_1 + \varphi_4 + 2\zeta_1 + \zeta_3$$

(23) $$\psi_{23}' = \alpha + \varphi_2 + \varphi_4' + 2\zeta_2 + \zeta_3$$

(24) $$\operatorname{tg} \psi_{33} = \frac{J_{13}' \sin \psi_{13}' + J_{23}' \cdot \sin \psi_{23}'}{J_{13}' \cos \psi_{13}' + J_{23}' \cdot \sin \psi_{23}'}$$

Die meisten der obigen Winkel bestimmen sich nach dem Früheren; ferner ist:

$$\operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{2\omega_1(\delta_1 - \delta_3)}{\omega_3^2 - \omega_1^2 + (\delta_1 - \delta_3)^2}$$

$$\cos(\alpha_{13} + \varphi_3) = -\cos(\alpha_{13} + \varphi_4)\, U_1$$

$$\operatorname{tg} \varphi_3' = \frac{2\omega_2(\delta_2 - \delta_3)}{\omega_3^2 - \omega_2^2 + (\delta_2 - \delta_3)^2}$$

$$\cos(\alpha_{23} + \varphi_3') = -\cos(\alpha_{23} + \varphi_4') \cdot U_2$$

$$\operatorname{tg} \zeta_3 = \frac{\delta_3}{\omega_3}$$

Die Gleichungen (13) gelten ganz allgemein.

Es seien nun ähnliche Vernachlässigungen gemacht wie früher und eine andere Schreibweise eingeführt:

§ 5. Es sei:

$$x_1 = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2}$$

$$x_2 = \frac{\omega_3 - \omega_2}{\omega_2}$$

$$x_3 = \frac{\omega_3 - \omega_1}{\omega_2} = x_1 + x_2$$

$$N_2 \delta_1 = \mathfrak{d}_1$$

$$N_2 \delta_2 = \mathfrak{d}_2$$

$$N_2 \delta_3 = \mathfrak{d}_3$$

$$\left.\begin{matrix} x_1^2 \\ x_2^2 \\ x_3^2 \end{matrix}\right\} \ll 1 \qquad \left.\begin{matrix} \left(\frac{\mathfrak{d}_1}{2\pi}\right)^2 \\ \left(\frac{\mathfrak{d}_2}{2\pi}\right)^2 \\ \left(\frac{\mathfrak{d}_3}{2\pi}\right)^2 \end{matrix}\right\} \ll 1$$

Dann gehen die Ausdrücke für die Stromamplituden über in:

(14a) $$J_{13} = A \cdot a$$

(15a) $$J_{23} = A \cdot b$$

(16a) $$J_{33} = A \cdot c$$

$$A = \frac{\pi}{2}\,\frac{\mathfrak{L}_{23}}{\mathfrak{L}_2\,\mathfrak{L}_3}\cdot\frac{E_{12}}{N_2}\cdot\frac{1}{\sqrt{4\pi^2 x_1^2 + (\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_2)^2}}$$

$$a = \frac{1 - 2x_1 + \frac{x_2}{2}}{\sqrt{4\pi^2 x_3^2 + (\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_3)^2}}$$

$$b = \frac{1 + \frac{x_1 - x_2}{2}}{\sqrt{4\pi^2 x_2^2 + (\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_3)^2}}$$

$$c = \sqrt{(1 + 2x_1)a^2 \cdot U_1^2 + (1 + 2x_2)b^2 \cdot U_2^2 + 2(1 + x_1 + x_2)a \cdot b \cdot U_1 \cdot U_2 \cos(\psi_{13}' - \psi_{23}')}$$

$$U_1 = 1 - \frac{x_3}{2}(1 - \cos 2\alpha_{13}) - \frac{\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_3}{2\pi}\cdot\sin 2\alpha_{13}$$

$$U_2 = 1 - \frac{x_2}{2}(1 - \cos 2\alpha_{23}) - \frac{\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_3}{2\pi}\cdot\sin 2\alpha_{23}$$

§ 6. Spezielle Fälle.

a) Ungedämpfte Wellen. Die zweite und dritte Schwingung ist dann nur anfangs vorhanden und man erhält für den Stromverlauf sehr bald Verhältnisse, die nur noch vom ersten Glied der Gleichung (13) abhängen. Man erhält so:

(13a) $$J_3 = J_{13}\sin\omega_1 t$$

wo J_{13} den früheren Wert behält, nur daß man darin $\delta_1 = 0$ setzt.

b) Der Resonanzfall:

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$$

Die Amplituden werden dann:

$$J_{13} = A\cdot\frac{1}{\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_3}$$

$$J_{23} = A\cdot\frac{1}{\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_3}$$

$$J_{33} = A\left(\frac{1}{\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_3} - \frac{1}{\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_3}\right)$$

worin:

$$A = \frac{\pi}{2}\,\frac{\mathfrak{L}_{23}}{\mathfrak{L}_2\,\mathfrak{L}_3}\cdot\frac{E_{12}}{N_2}\,\frac{1}{\mathfrak{d}_1 - \mathfrak{d}_2}$$

c) $$\delta_1 = \delta_2 = \delta_3$$

$$J_{13} = A \frac{1 - 2x_1 + \frac{x_2}{2}}{2\pi x_1}$$

$$J_{23} = A \frac{1 + \frac{x_1 - x_2}{2}}{2\pi x_2}$$

$$J_{33} = A \left\{ \frac{1 - x_1 + \frac{x_2}{2}}{2\pi x_3} U_1 - \frac{1 + \frac{x_1 + x_2}{2}}{2\pi x_2} U_2 \right\} \text{ (näherungsweise)}$$

worin:

$$A = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\mathfrak{L}_{23}}{\mathfrak{L}_2 \mathfrak{L}_3} \cdot \frac{E_{12}}{N_2} \cdot \frac{1}{2\pi x_1}$$

c) Wenn sowohl einzelne Dekremente einander gleich und zugleich entsprechende Verstimmungen Null werden, können die Amplituden der Stromstärke in Gleichung (13) unendlich werden. Gleichung (13) wird dann unbestimmt. Auch die Lösungen von Gleichungen (11a) oder (11b) zeigen in diesem Falle die unbestimmte Form. Um statt Gleichung (13) die bestimmte Form der Lösung zu bekommen, muß man die bekannten speziellen Lösungen von Gleichungen (11a) und (11b) benutzen.

Z. B.

$$\delta_1 = \delta_2 = \delta_3; \quad \omega_2 = \omega_3; \quad \omega_1 \gtreqless \omega_2$$

für $\alpha = 0$:

(13c) $$J_3 = A \cdot e^{-\delta t} \{a \sin \omega_2 t - a \sin \omega_1 t - N_2 t \cos \omega_2 t\}$$

§ 7. Der Stromeffekt im Kondensatorkreis des Empfängers. Der Stromeffekt $J_{3\,\text{eff.}}^2 = \int_0^\infty J_3^2 \, dt$ stellt sich dar, als die Summe der 6 Integrale:

$$\int_0^\infty J_{13}^2 e^{-2\delta_1 t} \sin^2(\omega_1 t + \psi_{13}) \, dt$$

$$\int_0^\infty J_{23}^2 e^{-2\delta_2 t} \sin^2(\omega_2 t + \psi_{23}) \, dt$$

$$\int_0^\infty J_{33}^2 e^{-2\delta_3 t} \sin^2(\omega_3 t + \psi_{13}) \, dt$$

$$2\int_0^\infty J_{13} \cdot J_{23} \, e^{-(\delta_1 + \delta_2) t} \sin(\omega_1 t + \psi_{13}) \cdot \sin(\omega_2 t + \psi_{23}) \, dt$$

$$2\int_0^\infty J_{23}\cdot J_{33}\, e^{-(\delta_2+\delta_3)t}\sin(\omega_2 t + \psi_{23})\cdot\sin(\omega_3 t + \psi_{33})\,dt$$

$$2\int_0^\infty J_{33}\cdot J_{13}\, e^{-(\delta_3+\delta_1)t}\sin(\omega_3 t + \psi_{33})\cdot\sin(\omega_1 t + \psi_{13})\,dt$$

Man erhält für beliebige Verstimmung und nicht extrem große Dämpfung:

$$J_{3\,\text{eff.}}^2 = \frac{J_{13}^2}{4\delta_1} + \frac{J_{23}^2}{4\delta_2} + \frac{J_{33}^2}{4\delta_3} \tag{25}$$

$$+ 2J_{13}J_{23}\,\frac{(\delta_1+\delta_2)\{(\omega_3^2+\omega_1^2)\cos\psi_{13}\cos\psi_{23} + 2\omega_1\omega_2\sin\psi_{13}\sin\psi_{23}\} + (\omega_2^2-\omega_1^2)\{\omega_1\sin\psi_{13}\cos\psi_{23} - \omega_2\cos\psi_{13}\sin\psi_{23}\}}{(\omega_2^2-\omega_1^2)^2 + 2(\omega_1^2+\omega_2^2)(\delta_1+\delta_2)^2}$$

$$+ 2J_{23}J_{33}\,\frac{(\delta_2+\delta_3)\{(\omega_3^2+\omega_2^2)\cos\psi_{23}\cos\psi_{33} + 2\omega_2\omega_3\sin\psi_{23}\sin\psi_{33}\} + (\omega_3^2-\omega_2^2)\{\omega_2\sin\psi_{23}\cos\psi_{33} - \omega_3\cos\psi_{23}\sin\psi_{33}\}}{\omega_3^2-\omega_2^2 + 2(\omega_3^2+\omega_2^2)(\delta_2-\delta_3)^2}$$

$$+ 2J_{33}J_{13}\,\frac{(\delta_3+\delta_1)\{(\omega_1^2+\omega_3^2)\cos\psi_{33}\cos\psi_{13} + 2\omega_3\omega_1\sin\psi_{33}\sin\psi_{13}\} + (\omega_1^2-\omega_3^2)\{\omega_3\sin\psi_{33}\cos\psi_{13} - \omega_1\cos\psi_{33}\sin\psi_{13}\}}{(\omega_1^2-\omega_3^2)^2 + 2(\omega_1^2+\omega_3^2)(\delta_3+\delta_1)^2}$$

Die praktisch interessierenden Fälle, werden nicht erheblich verkleinert, wenn man die Einschränkungen von § 5 macht. Es geht dann die Gleichung (25) mit der dort benutzten Bezeichnung über in:

$$J_{3\,\text{eff.}}^2 = \frac{1}{N_2}\left\{\frac{J_{13}^2}{4\mathfrak{d}_1} + \frac{J_{23}^2}{4\mathfrak{d}_2} + \frac{J_{33}^2}{4\mathfrak{d}_3}\right. \tag{26}$$

$$+ \frac{J_{13}\cdot J_{23}}{4\pi^2 x_1^2 + (\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)^2}\left[(\mathfrak{d}_1+\mathfrak{d}_2)\cos\eta_1 - 2\pi x_1\sin\eta_1\right]$$

$$+ \frac{J_{23}\cdot J_{33}}{4\pi^2 x_2^2 + (\mathfrak{d}_2+\mathfrak{d}_3)^2}\left[(\mathfrak{d}_2+\mathfrak{d}_3)\cos\eta_2 - 2\pi x_2\sin\eta_2\right]$$

$$+ \frac{J_{33}\cdot J_{13}}{4\pi^2 x_3^2 + (\mathfrak{d}_3+\mathfrak{d}_1)^2}\left[(\mathfrak{d}_3+\mathfrak{d}_1)\cos\eta_3 - 2\pi x_3\sin\eta_3\right]$$

worin

$$\eta_1 = \psi_{23} - \psi_{13}$$
$$\eta_2 = \psi_{33} - \psi_{23}$$
$$\eta_3 = \psi_{33} - \psi_{13}$$

ψ_{13}, ψ_{23} und ψ_{33} werden nach § 4 und 5 erhalten.

§ 8. Spezielle Fälle.

a) $\delta_1 = 0$ ungedämpfte Schwingungen. Gleichung (26) würde unendlich werden. Aus Gleichung (13a) bekommt man für die Zeiteinheit:

(26a) $$J_{3\,\text{eff.}}^2 = \frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{\mathfrak{L}_{23}^2}{\mathfrak{L}_2^2 \cdot \mathfrak{L}_3^2} \cdot \frac{E_{12}^2}{N_2^3} \cdot \frac{1 - 4x_1 + x_2}{(4\pi^2 x_1^2 + \mathfrak{d}_2^2)(4\pi^2 x_3^2 + \mathfrak{d}_3)^2}$$

Für $x_2 = 0$ geht diese Gleichung in eine Formel über, die bereits von J. Zenneck[1]) durch eine einfache Überlegung abgeleitet wurde.

b) δ_2 sei groß gegen δ_1 und δ_2, dann wird annähernd:

(26b) $$J_{3\,\text{eff.}}^2 = \frac{1}{N_2}\left\{\frac{J_{13}^2}{4\mathfrak{d}_1} + \frac{J_{33}^2}{4\mathfrak{d}_3} + \right. \\ \left. + \frac{J_{13}J_{33}\{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_3)\cos\eta_1 - 2\pi x_3 \sin\eta_3\}}{4\pi x_3^2 + (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_3)^2}\right\}$$

c) δ_3 sei groß gegen δ_1 und δ_2, dann wird annäherungsweise:

(26c) $$J_{3\,\text{eff.}}^2 = \frac{1}{N_2}\left\{\frac{J_{13}^2}{4\mathfrak{d}_1} + \frac{J_{23}^2}{4\mathfrak{d}_2} + \right. \\ \left. + \frac{J_{13} \cdot J_{23}\{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)\cos\eta_1 - 2\pi x_1 \sin\eta_1\}}{4\pi^2 x_1^2 + (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)^2}\right\}$$

d) $x_1 = x_2 = x_3 = 0$. Der Stromeffekt bei Resonanz wird:

(26d) $$J_{3\,\text{eff.}}^2 = \frac{\pi^2}{16} \cdot \frac{\mathfrak{L}_{23}^2}{\mathfrak{L}_2^2 \mathfrak{L}_3^2} \cdot \frac{E_{12}^2}{N_2^3} \cdot \frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_3}{\mathfrak{d}_1\mathfrak{d}_2\mathfrak{d}_3(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)(\mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_3)(\mathfrak{d}_3 + \mathfrak{d}_1)}$$

e) Wenn die Gleichung (26) die Form $\infty - \infty$ annimmt, muß man zur Berechnung des Stromeffektes die für diesen Fall gültigen Formeln für die Stromstärke benutzen, z. B.:

$$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3, \quad x_2 = 0$$

Aus Gleichung (13c) erhält man:

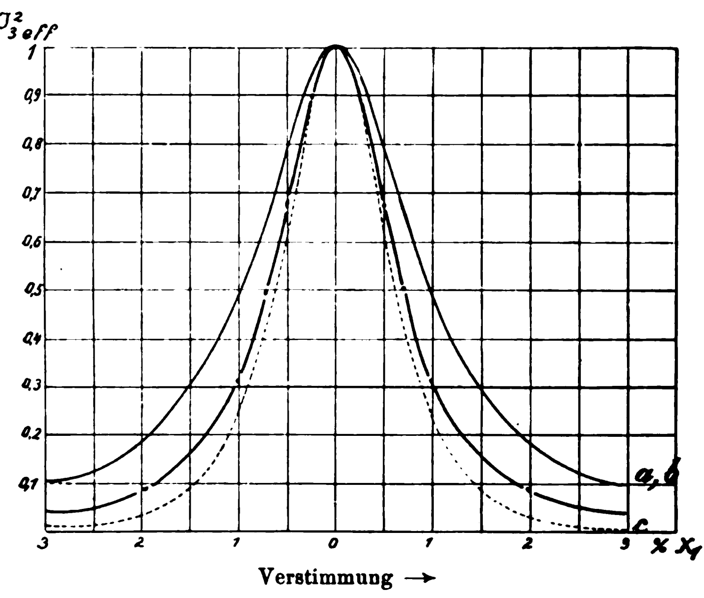
(26e) $$J_{3\,\text{eff.}}^2 = \frac{\pi^2}{128} \cdot \frac{\mathfrak{L}_{23}^2}{\mathfrak{L}_2^2 \mathfrak{L}_3^2} \cdot \frac{E_{12}}{N_2^3} \cdot \frac{\pi^2 x_1^2 + 3\mathfrak{d}^2}{\mathfrak{d}^3(\pi^2 x_1^2 + \mathfrak{d}^2)^2}$$

Berechnung von Beispielen und Anwendung der erhaltenen Formeln.

§ 9. Die allgemeine Gleichung (26) für den Stromeffekt ist ganz ähnlich gebaut, wie der Ausdruck für die effektive Stromstärke bei 2 Kreisen[2]). Während aber bei letzteren die beiden Anfangsamplituden nahezu gleich, die Anfangsphasen um nahezu π sich unterscheiden und

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtl. Telegraphie 1913, S. 384.
2) Cfr. Drude Ann. 13, 531, 1904.

daher eine weitere Vereinfachung möglich ist, muß eine solche bei Gleichung (26) als ausgeschlossen gelten. Die Stromamplituden J_{13}, J_{23} und J_{33} enthalten Quadratwurzeln und die Winkel η_1, η_2, η_3 können jeden beliebigen Wert annehmen. Die Differenzglieder in der Klammer der letzten 3 Ausdrücke von Gleichung (26) sind dann von der nämlichen Größenanordnung.



Verstimmung →

$\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3 = 0{,}03$; a, b: $\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2 = 0{,}03$; $c = a \cdot b = a^2$.

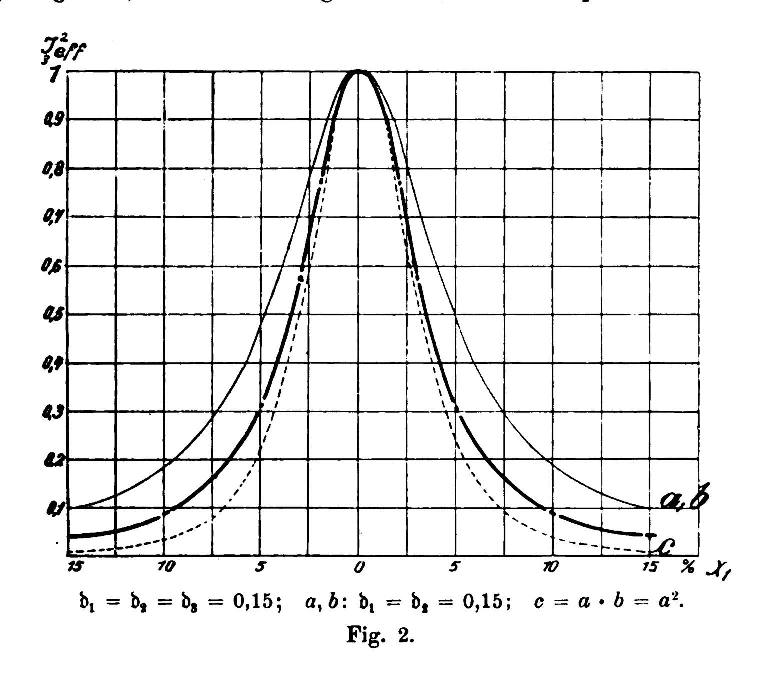
Fig. 1.

§ 10. Die gegebenen Formeln reichen aus, um für irgend welche Dekremente bei einer vorgeschriebenen Verstimmung den Abfall des Stromeffektes zu bestimmen. Allerdings ist die Durchrechnung eine äußerst mühsame Arbeit. Um die Anwendung der gefundenen Formeln zu erleichtern, habe ich daher für eine Reihe konkreter Beispiele die Resonanzkurven berechnet[1]). Die Auswahl der berechneten Fälle geschah so, daß dieselben einen Überblick über die Verhältnisse geben, soweit sie für die Praxis in Betracht kommen dürfen.

Es ist hierbei allgemein vorausgesetzt worden, daß der Konden-

1) Ein Teil der berechneten Kurven ist bereits im Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie von J. Zenneck, 2. Auflage, veröffentlicht worden.

satorkreis im Empfänger auf die Empfangsantenne abgestimmt ist, daß also $x_2 = 0$ wird. Allgemeine Überlegungen, Durchrechnung im Falle von ungedämpften Senderschwingungen und auch einiger Beispiele von gedämpften geben übereinstimmend das Resultat, daß sowohl bezüglich der Resonanzschärfe, als bezüglich des maximal erzielbaren Stromeffektes bei gegebener Koppelung ein abgestimmter Empfänger sehr viel günstiger ist, als ein nicht abgestimmter, so daß für praktische Zwecke



$\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_3 = 0{,}15$; a, b: $\mathfrak{d}_1 = \mathfrak{d}_2 = 0{,}15$; $c = a \cdot b = a^2$.

Fig. 2.

nur der abgestimmte in Frage kommen kann. Die Notwendigkeit der Abstimmung ist dabei natürlich um so größer je schwächer gedämpft die Antenne ist.

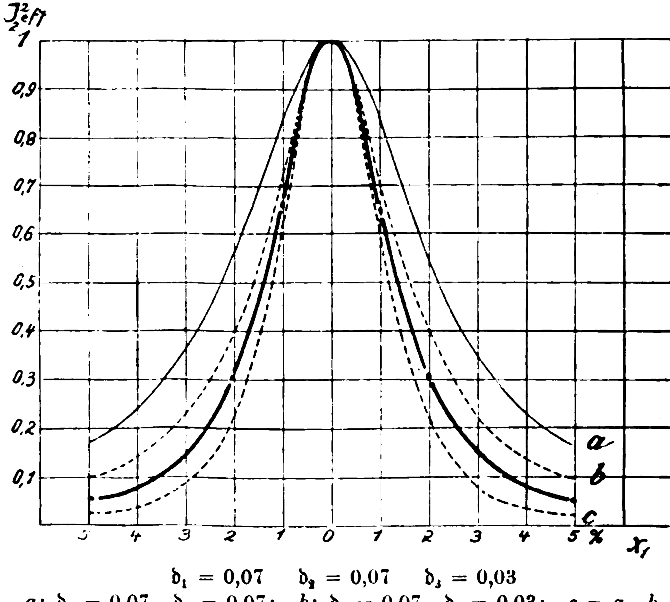
§ 11. Die typischen Fälle der berechneten Kurven sind in den Fig. 1—9 dargestellt. In denselben bedeuten die stark ausgezogenen Kurven die nach unseren Formeln berechneten Resonanzkurven des Kondensatorkreises bei Verstimmung zwischen Sender- und Empfängerschwingung, und zwar gleichgültig, ob diese Verstimmung durch Veränderung der Wellenlänge des Senders oder des Empfängers erreicht wird.

Die Kurven a und b sind gewöhnliche Resonanzkurven von zwei extrem lose gekoppelten Systemen, und zwar entsprechen die Kurven a

den Dekrementen des Senders und der Empfangsantenne, die Kurven b den Dekrementen des Senders und Kondensatorkreises.

Die Ordinaten der Kurven c für eine bestimmte Verstimmung x sind gesetzt gleich dem Produkt der zu dieser Verstimmung gehörenden Ordinaten der Kurven a und b.

Die Kurven a sind gezeichnet, um den Gewinn an Abstimmungs-



$\mathfrak{d}_1 = 0{,}07 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}07 \quad \mathfrak{d}_3 = 0{,}03$

a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}07 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}07$; b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}07 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}03$; $c = a \cdot b$.

Fig. 3.

schärfe gegenüber dem einfachen Empfänger zu demonstrieren. Der Verlauf der Resonanzkurve wird dann durch den Vergleich mit b und c näher charakterisiert.

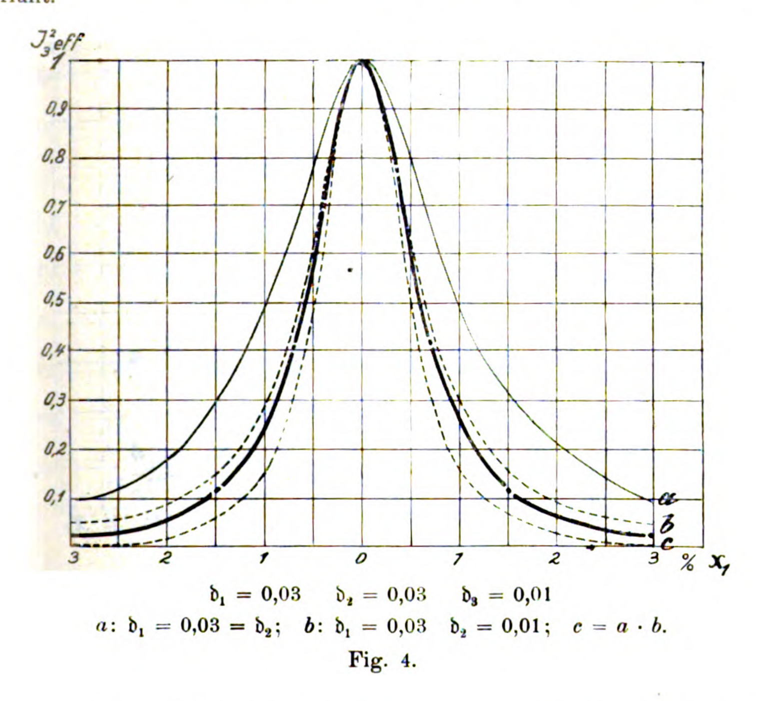
§ 12. Es läßt sich nun über den Verlauf der Resonanzkurve des gekoppelten Empfängers allgemein Folgendes aussagen:

1. Die Form der Resonanzkurve ist nur abhängig von dem Verhältnis der Dekremente $\mathfrak{d}_1 : \mathfrak{d}_2 : \mathfrak{d}_3$.

Die Resonanzkurve für die Dekremente $\mathfrak{d}_1$, $\mathfrak{d}_2$, $\mathfrak{d}_3$ geht über in diejenige mit den Dekrementen $k\,\mathfrak{d}_1$, $k\,\mathfrak{d}_2$ und $k\,\mathfrak{d}_3$, bei denen das obige Verhältnis bestehen bleibt, wenn man den Nominalbetrag der Abszissen x mit demselben Faktor k multipliziert. Ein Beispiel hierfür bilden Fig. 1 und Fig. 2.

Dadurch ist ein bequemes Mittel gegeben, aus den mitgeteilten Kurven sofort ganze Reihen neuer zu gewinnen.

Der Beweis hierfür liegt in der Form der Gleichung (26), die in den Dekrementen und der Verstimmung homogen ist, insofern man die Glieder x_1 in der ersten Potenz unterdrücken darf und die Winkel η_1, η_2 und η_3 beim Übergang zu den Dekrementen $k\mathfrak{d}_1$, $k\mathfrak{d}_2$, $k\mathfrak{d}_3$ und der Verstimmung kx_1 sich nur unwesentlich ändern. Letztere Bedingung ist näherungsweise erfüllt.



$\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_3 = 0{,}01$

a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03 = \mathfrak{d}_2$; b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}01$; $c = a \cdot b$.

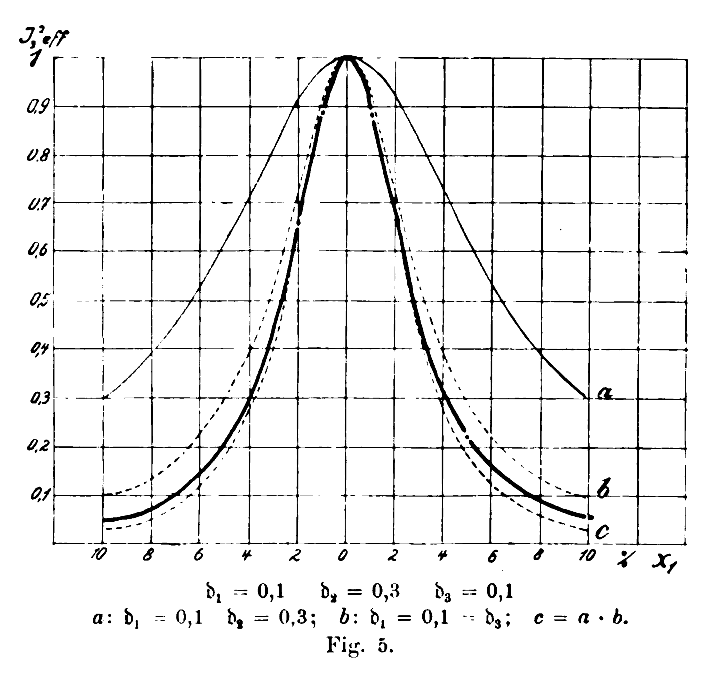
Fig. 4.

Daß die vernachlässigten Glieder von x_1 keine größere Rolle spielen geht aus berechneten Kurven hervor. Diese Glieder bedeuten eine Unsymmetrie der Resonanzkurve, aber dieselbe ist auch bei großen Dekrementen als unbedeutend gefunden worden, so daß bei kleineren Dekrementen die Unsymmetrie ohne weiteres vernachlässigt werden konnte und beispielsweise dann immer nur die eine Seite der Resonanzkurve berechnet werde.

Wenn man näher eingeht auf die Form der Resonanzkurve bei drei Systemen gegenüber derjenigen von zwei Systemen, so findet man einen nicht unwesentlichen Unterschied auch noch darin, daß der Abfall des Stromeffektes mit der Verstimmung rascher erfolgt. Eine Resonanzkurve mit drei Systemen, die in den oberen Teilen mit einer solchen von zwei Systemen übereinstimmt, ist in ihren unteren Partien erheblich enger.

2. **Die Lage ist eingeengt durch die beiden Grenzkurven *b* und *c* beziehungsweise *a* und *c*.**

Die Resonanzkurve des Kondensatorkreises beim gekoppelten Empfänger liegt immer zwischen ihren Grenzkurven und nähert sich bald der einen oder anderen, wie die Betrachtung der Beispiele näher ergeben wird. Damit ist aber durch Konstruktion dieser beiden Grenz-



$\mathfrak{d}_1 = 0{,}1 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}3 \quad \mathfrak{d}_3 = 0{,}1$

a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}1$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}3$; b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}1 = \mathfrak{d}_3$; $c = a \cdot b$.

Fig. 5.

kurven, die mit Hilfe bekannter Tabellen[1]) sehr einfach bewerkstelligt wird, ein bequemes Mittel gegeben, den Verlauf der Resonanzkurve bei 3 Systemen näherungsweise zu bestimmen, besonders in Fällen, in denen die Grenzkurven nahe beisammen liegen.

§ 13. Bei der Betrachtung der einzelnen Fälle seien fünf Gruppen unterschieden:

1. Die Senderschwingungen sind ungedämpft.

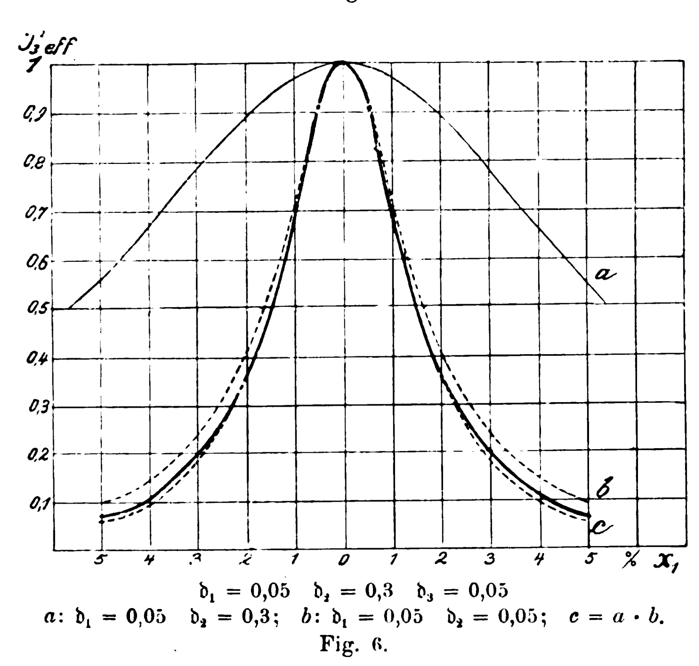
Die Resonanzkurve fällt mit der unteren Grenze fast vollkommen zusammen[2]). Der Beweis ergibt sich ohne weiteres aus Gleichung (26a)

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtl. Telegr. Tabelle XI.
2) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtl. Telegr. 1912, S. 384.

und der bekannten Lösung für zwei Schwingungssysteme bei ungedämpften Wellen.

2. Alle drei Dekremente sind gleich oder nahezu gleich (Fig. 1 u. 2).

Die relative gegenseitige Entfernung der beiden Grenzkurven ist in diesem Falle am größten. Die gesuchte Resonanzkurve nähert sich namentlich für kleine Verstimmung mehr der unteren Grenze.



$\mathfrak{d}_1 = 0{,}05$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}3$ $\mathfrak{d}_3 = 0{,}05$

a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}05$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}3$; b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}05$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}05$; $c = a \cdot b$.

Fig. 6.

3. Die ersten beiden Dekremente sind gleich oder nahezu gleich, das dritte ist kleiner (Fig. 3 u. 4).

Die beiden Grenzkurven liegen näher zusammen als vorhin, die gesuchte Resonanzkurve rückt mit abnehmendem $\mathfrak{d}_3$ gegen die obere Grenze vor.

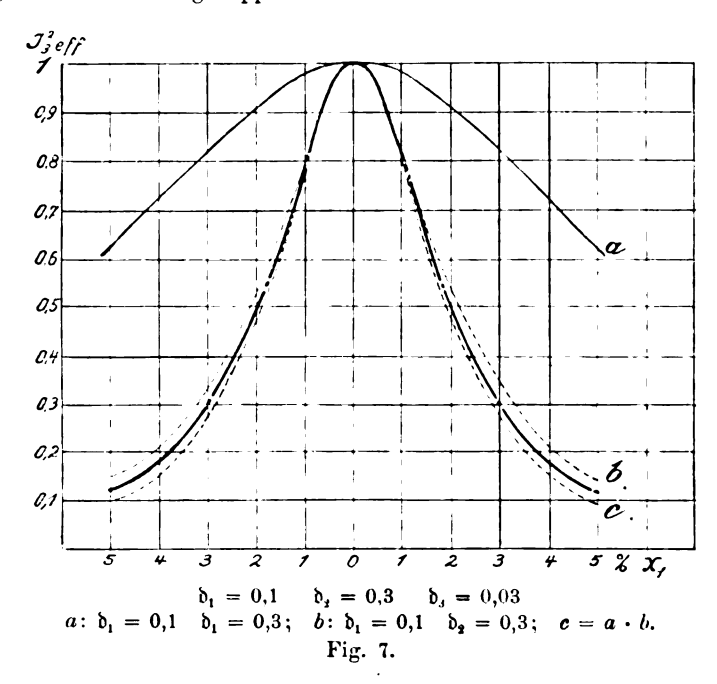
4. Die Dekremente vom Sender und Kondensatorkreis sind klein gegen das Dekrement der Antenne (Fig. 5, 6 u. 7).

Die Grenzkurven sind einander nunmehr sehr nahe. Die untere Grenze bestimmt den Verlauf der Resonanzkurve um so mehr, je kleiner die beiden Dekremente gegenüber dem Antennendekrement sind.

5. Der Kondensatorkreis ist stark gedämpft gegenüber dem Sender und der Antenne (Fig. 8 u. 9).

Die Grenzkurven sind jetzt a und c. Ihr gegenseitiger Abstand ist nur gering und damit die Resonanzkurve durch sie nahezu festgelegt.

Vergleicht man in allen Fällen die gefundenen Resonanzkurven mit denen von Sender und Antenne allein, also mit den Kurven b, so zeigen alle, daß die Verwendung eines gekoppelten Empfängers gegenüber dem ungekoppelten stets einen Vorteil hinsichtlich der



$\mathfrak{d}_1 = 0{,}1 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}3 \quad \mathfrak{d}_3 = 0{,}03$

a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}1 \quad \mathfrak{d}_1 = 0{,}3$; b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}1 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}3$; $c = a \cdot b$.

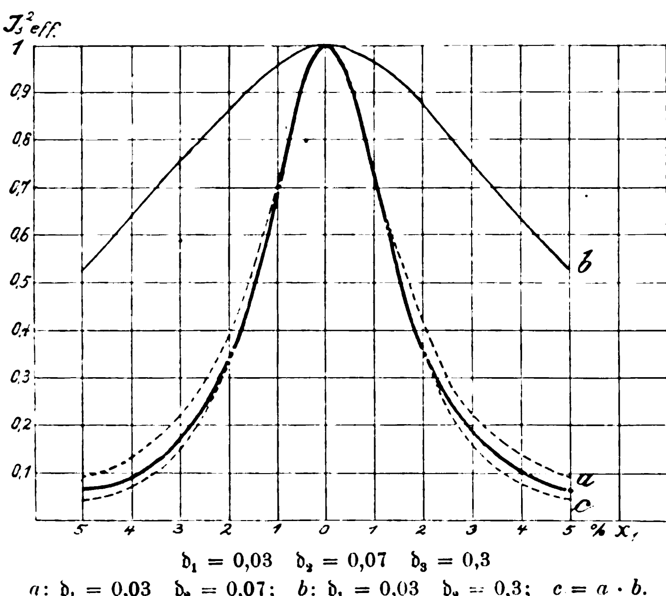
Fig. 7.

Resonanzschärfe bietet. Derselbe ist am größten, wenn die Empfangsantenne im Verhältnis zu den anderen beiden Systemen stark gedämpft ist. Aber auch, wenn alle drei Dekremente klein sind, findet eine nicht unerhebliche Steigerung der Schärfe der Abstimmung statt, so daß man in Fällen, wo man auf extrem große Resonanzschärfe Wert legt, auch bei schwacher Antennendämpfung des Empfängers mit Vorteil ein drittes System koppelt. Nur ein sehr stark gedämpfter Kondensatorkreis, wenn man ev. den Detektor in einen abgestimmten Kreis legt, bietet hinsichtlich der Abstimmungsschärfe keinen nennenswerten Gewinn mehr.

Es seien in den folgenden zwei Paragraphen noch zwei praktische Folgerungen angegeben, die sich aus unseren Formeln ziehen lassen.

§ 14. Der Resonanzfall.

Formel (26d) zeigt einen ganz ähnlichen Bau, wie bei zwei Kreisen. Sie kann dazu benutzt werden, die günstigste Koppelung für den Detektor, beziehungsweise den günstigsten Detektorwiderstand zu berechnen.



$\mathfrak{d}_1 = 0{,}03 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}07 \quad \mathfrak{d}_3 = 0{,}3$

a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}07$; b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03 \quad \mathfrak{d}_2 = 0{,}3$; $c = a \cdot b$.

Fig. 8.

Zum Vergleich sei die Rechnung erst für zwei Kreise durchgeführt. Hier ist der Stromeffekt bei Resonanz

$$J_{r\,\text{eff.}}^2 = C \frac{1}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2 (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)}$$

Der sekundliche Energieverbrauch W ist dann:

$$W = C \cdot \frac{R_2}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2 (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)}$$

wo R_2 den wirksamen Widerstand des zweiten Kreises bedeutet.

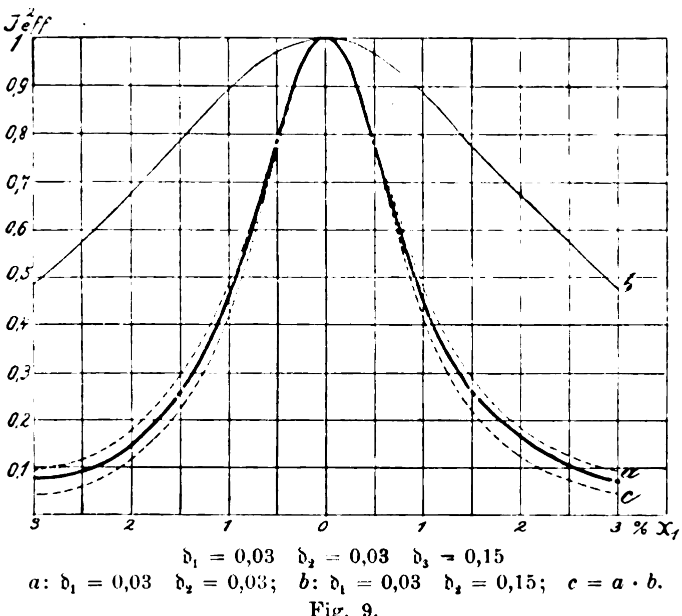
Man kann W in die beiden Teile zerlegen:

$$W' = C \cdot \frac{R_2'}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2 (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)}$$

und

$$W_d = C' \cdot \frac{R_2 - R_2'}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2 (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)} = C' \frac{R_d}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2 (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)}$$

wo R_2' der wirksame Widerstand des zweiten Kreises ohne Detektor ist. W' ist dann der Energieverbrauch im Kondensatorkreis, W_d der-



$\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_3 = 0{,}15$
a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}03$; b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_2 = 0{,}15$; $c = a \cdot b$.
Fig. 9.

jenige im Detektor. Statt des wirksamen Widerstandes seien die Dekremente eingeführt:

$$\mathfrak{d}_2 = \pi R_2 \sqrt{\frac{\mathfrak{C}_2}{\mathfrak{L}_2}}$$

$$\mathfrak{d}_2' = \pi R_2' \sqrt{\frac{\mathfrak{C}_2}{\mathfrak{L}_2}}$$

Die Energieabgabe an den Detektor wird dann:

$$W_d = C' \frac{\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_2'}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2 (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)}$$

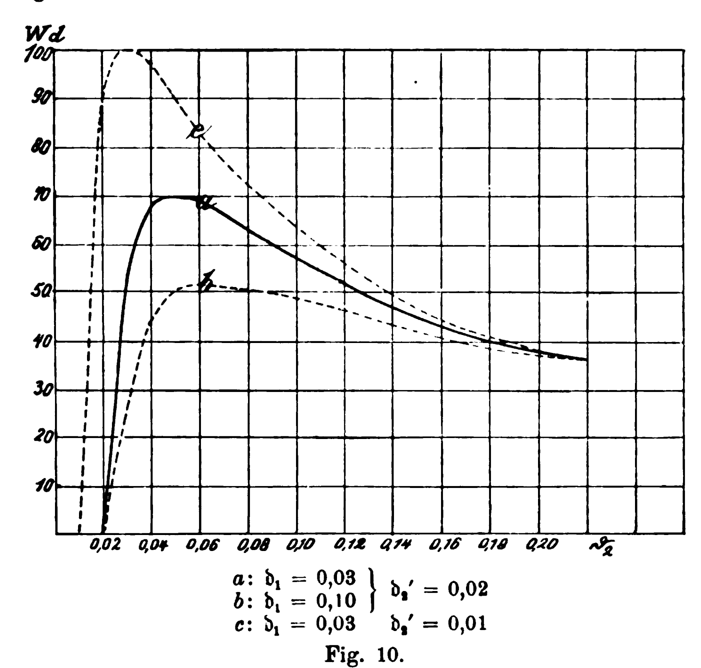
dieselbe wird ein Maximum, wenn

$$\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_2' + \sqrt{\mathfrak{d}_2' (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2')}$$

oder, wenn man den wirksamen Widerstand wieder einführt, für

$$R_d = R_2' \sqrt{1 + \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2'}} \quad ^{1)}$$

Die gezeichneten Kurven von W_d (Fig. 10), bei veränderlichem $\mathfrak{d}_2$ orientieren über die notwendige Genauigkeit der Einstellung auf den günstigsten Widerstand. Sie muß um so genauer sein, je kleiner $\mathfrak{d}_2'$



a: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ } $\mathfrak{d}_2' = 0{,}02$
b: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}10$ }
c: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_2' = 0{,}01$

Fig. 10.

wird. Unter sonst gleichen Umständen nimmt die Notwendigkeit der richtigen Einstellung ab, wenn das Dekrement $\mathfrak{d}_1$ des Senders wächst. Vor allem soll der Detektorwiderstand **nicht kleiner** gemacht werden als sein günstigster Wert, während eine Vergrößerung weniger schadet.

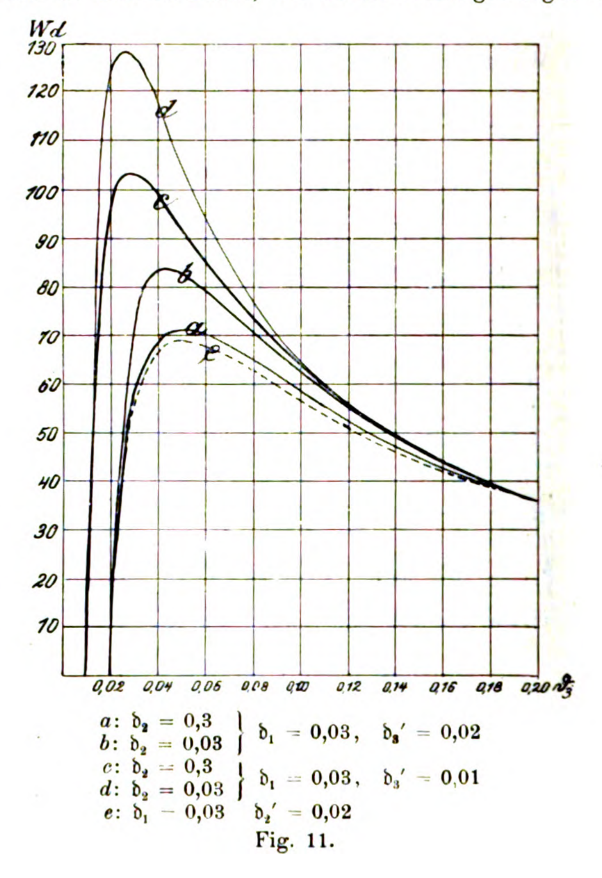
Genau in derselben Weise erhält man für den Energieverbrauch im Detektor beim gekoppelten Empfänger:

$$W_d = C' \frac{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_3)(\mathfrak{d}_3 - \mathfrak{d}_3')}{\mathfrak{d}_1 \mathfrak{d}_2 \mathfrak{d}_3 (\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)(\mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_3)(\mathfrak{d}_3 + \mathfrak{d}_1)}$$

1) Cfr. J. Zenneck, Lehrbuch der drahtl. Telegr. 1912, S. 365.

Wie vorhin kann man bei konstantem $\mathfrak{d}_1$, $\mathfrak{d}_2$ und $\mathfrak{d}_3'$ die Kurve für W_d bei veränderlichem $\mathfrak{d}_3$ aufzeichnen, um den günstigsten Wert von $\mathfrak{d}_3$ zu finden.

Die Kurven *a b c* und *d* der Fig. 11 sind solche Kurven. *e* gilt für 2 Kreise und ist dieselbe Kurve, wie in der vorherigen Figur Kurve *a*.



a: $\mathfrak{d}_2 = 0{,}3$ | b: $\mathfrak{d}_2 = 0{,}03$ } $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$, $\mathfrak{d}_3' = 0{,}02$

c: $\mathfrak{d}_2 = 0{,}3$ | d: $\mathfrak{d}_2 = 0{,}03$ } $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$, $\mathfrak{d}_3' = 0{,}01$

e: $\mathfrak{d}_1 = 0{,}03$ $\mathfrak{d}_2' = 0{,}02$

Fig. 11.

Der Vergleich von *a* mit *e* von Fig. 11 sagt aus, daß bei starkgedämpfter Empfangsantenne die erforderliche Genauigkeit der Einstellung dieselbe ist, wie wenn die Senderschwingung direkt auf die Antenne wirken würde.

Wenn nun die Antennendämpfung im Empfänger fällt, so wird, wie Kurve *b* im Vergleich mit *a* in Fig. 11 zeigt, die Notwendigkeit der Einstellung größer.

Namentlich kann, wie aus den Kurven *d* und *c* hervorgeht, bei sehr kleiner Eigendämpfung $\mathfrak{d}_3'$ des Kondensatorkreises eine genaue Einregulierung ganz erhebliche Vorteile bieten.

Sehr schädlich wirkt wiederum eine Verkleinerung des Detektorwiderstandes gegenüber seinem günstigsten Wert. Wenn eine Vergrößerung auch nicht in ebenso rascher Weise sich schädlich bemerkbar macht, so ist es doch angezeigt, auch sie zu vermeiden, da sie ja hinsichtlich der Resonanzschärfe ebenfalls Nachteile mit sich bringt.

§ 15. Tonsender mit ungedämpften Schwingungen. Will man ungedämpfte Wellen für einen Tonsender benutzen, so kann man dies bekanntlich durch Emission zweier gegeneinander etwas verstimmter Wellen und dadurch hervorgerufene Schwebungen erreichen. Es wird dann die Empfangsantenne auf die Mitte zwischen beide Senderwellen eingestellt. Sie darf nicht zu schwach gedämpft sein, damit kleine Änderungen in der Wellenlänge des Senders nicht das Minimum der Schwebungen im Detektor verschlechtern. Will man den gekoppelten Empfänger in diesem Falle überhaupt benutzen, so ist es sehr schlecht, die Schwingungszahlen von Antenne und Kondensatorkreis gleich zu machen und in die Mitte zwischen die beiden Senderwellen zu legen. Es ändert sich dann das Amplitudenverhältnis beider Schwingungen bei Schwankungen der Senderwelle sehr rasch. Der Beweis hierfür ergibt sich ohne weiteres aus der Form für die Stromstärke nach Gleichung (13a), aus der sich leicht das Amplitudenverhältnis der beiden Schwingungen hinschreiben läßt.

Man verstimmt dann Antenne und Kondensatorkreis vorteilhafter gegeneinander, und zwar so, daß man das eine System auf die erste, das andere auf die zweite Welle des Senders einstellt. Es gilt dies namentlich für einen Tonsender mit hohem akustischem Ton und langer elektrischer Wellenlänge.

Herrn Prof. J. Zenneck möchte ich für Anregung zu dieser Untersuchung und sein Interesse für dieselbe während der Bearbeitung meinen besten Dank aussprechen.

Danzig-Langfuhr, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, April 1913.

(Eingesandt 22. Mai 1913.)

Adresse des Autors: Danzig-Langfuhr, Hochschulweg 15.

Referate.

Erich Mayer, Die elektrometrische Methode der Leistungsmessung bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie. (Phys. Ztschr. **14**. 394, 1913.)

Analog der bekannten dynamometrischen Methode zur Messung der elektrischen Leistung eines Systems ist die elektrometrische Methode; ihr Prinzip ist, daß an ein Binantelektrometer[1]) die Spannungsdifferenz e des Systems und die Spannungsdifferenz $e_i = i \times w$ über einen Widerstand w, der vom Strom i durchflossen ist, angelegt wird, wobei das auftretende Drehmoment proportional zu $e \times e_i$ ist (Fig. 1).

Verfasser bespricht dann zunächst das Dolezaleksche[1]) Elektrometer und ventiliert die Gesichtspunkte betreffend „Spannungswiderstände"

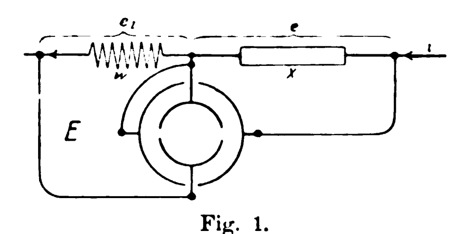


Fig. 1.

(d. h. Widerstände, bei denen ein Strom i eine Potentialdifferenz e_i hervorbringt, die unabhängig von der Frequenz proportional und in Phase mit dem Strom ist) und „Leistungswiderstände" (d. h. Widerstände, in denen unabhängig von der Frequenz eine dem Quadrat der Stromstärke proportionale Leistung $U = J^2 w$ verbraucht wird).

Die Methode der Leistungsmessung wird dann wie folgt beschrieben:

Nach diesen Vorarbeiten konnte darangegangen werden, Leistungen hochfrequenter Wechselströme nach dem in Fig. 1 skizzierten Prinzip mit dem Binantelektrometer zu messen. Als verbrauchendes System wurde ein geschlossener Schwingungskreis gebildet, der mit dem Meßkreis gekoppelt war. Gemessen wurde der Wattverbrauch in der Primärseite der Koppelungsspulen. Der Meßkreis erhielt seine Energie durch Stoßerregung.

1) Dolezalek, Ann. Phys. **26**, 312, 1908.

a) Die Schaltung. Die verwendete Schaltung gibt Fig. 2 wieder. Der aus Drehkondensator C, Stoßfunkenstrecke F und Selbstinduktion L gebildete Stoßkreis ist bei $L L_1$ mit dem Meßkreis I gekoppelt. Kreis I besteht aus Selbstinduktion L_1, Drehkondensator C_1, Widerstand W_1, Koppelungsring l und Hitzdrahtstrommesser A_1. Er ist bei $l L_2$ mit dem Verbrauchskreis II gekoppelt, der aus L_2, C_2, A_2 und zwei Widerständen W_2 und W_2' besteht. W_2' ist variabel. Der Energieverlust von l, d. h. die Energie, die l an L_2 abgibt, soll gemessen werden. W_1 ist daher ein Spannungswiderstand. 1′, 2′ sind die Klemmen von W_1 2″, 3″ von l. Wenn 2′ und 2″ miteinander verbunden sind, müssen also die Potentiale von 1′, 2′ und 3″ an das Elektrometer bzw. den Umschalter gelegt werden. Dabei ist äußerste Sorgfalt auf die Schaltung zu verwenden, um Störungen durch induzierende Schleifen der Leitungen nach Möglichkeit zu vermeiden. Die Elektrometerleitungen bestehen deshalb bis zum Umschalter aus 0,5 cm breiten Kupferbändern, die unter Zwischenlegung von schellackiertem Papier durch Hartgummiklemmen zusammengehalten werden. [Kapazität für 50 cm Länge: $\frac{\varepsilon \cdot a \cdot b}{4 \pi c^2 d} = 0{,}066 \cdot 10^{-18}$].

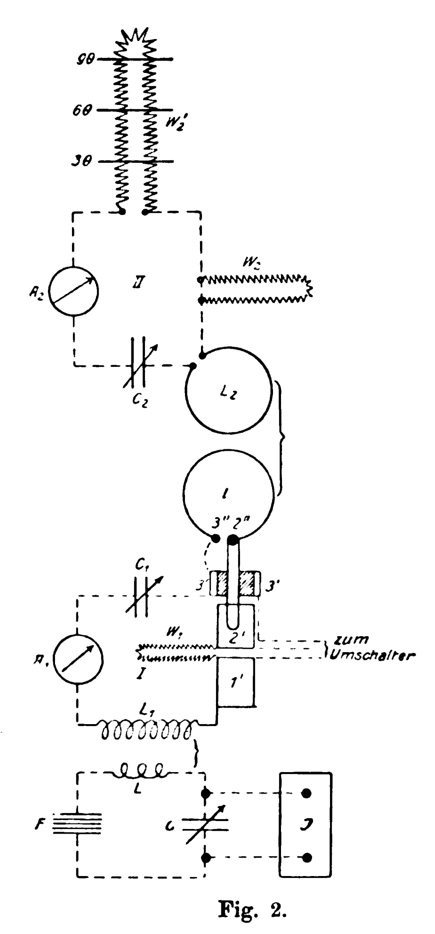


Fig. 2.

Die Klemmen 1′ und 2′ sind rechteckige Messingklötze, die nur durch eine Glimmerscheibe voneinander isoliert sind und an die die Kupferbänder seitlich angelötet sind. Die Verbindung 2′ 2″ ist durch einen Stöpsel gebildet. Dadurch, daß auf diesen Stöpsel durch Hart-

gummi isoliert der Messingring 3′ aufgeschoben wird und daß Hauptstromleitung und Elektrometerleitung von diesem Ring statt von 3″ abgezweigt werden, ist erreicht, daß 3′ und 2′ dicht beisammenliegen und Induktionswirkungen auf das Leiterstück 3″ 3′ das Elektrometer nicht stören. Außerdem kann der Ring l bei 2″ 3″ beliebig aus-

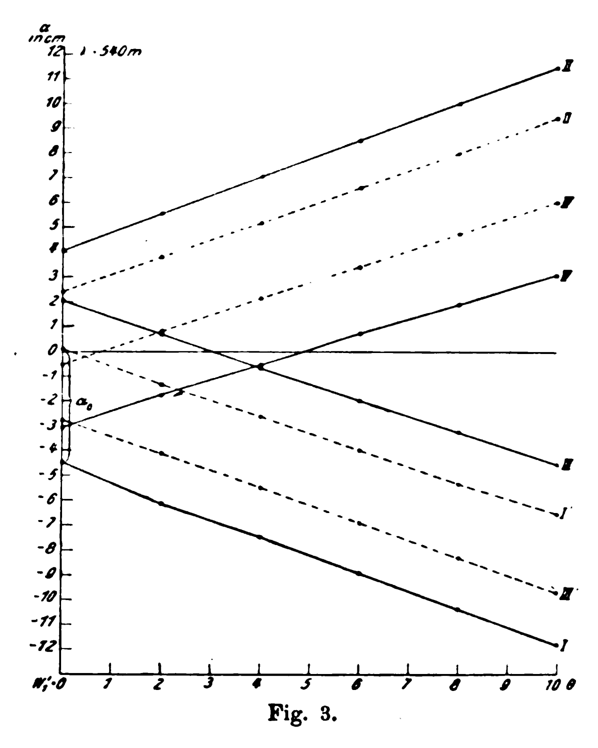


Fig. 3.

gewechselt oder Widerstand zwischengeschaltet werden, ohne daß an den Elektrometerleitungen etwas geändert wird.

b) Die Eichung. Zunächst mußte das Wattmeter geeicht werden. Dazu waren zwei Möglichkeiten gegeben:

α) Eine absolute Eichung des Elektrometers mit Gleichspannung bzw. eine Gleichstromeichung des Wattmeters dadurch, daß die Gleichstromleistung in einem bekannten Widerstand bei bekannter Stromstärke gemessen wird.

β) Eine Eichung mit hochfrequentem Wechselstrom unter Verwendung der oben besprochenen Leistungswiderstände. Man macht diese Eichung zweckmäßig direkt in der beschriebenen Wattmeter-

schaltung. Man mißt also mit dem Binanten den Wattverbrauch an der Primärseite der Koppelungsspule, indem man entweder direkt in diese Leistungswiderstand einschaltet unter Unterbrechung des Verbrauchskreises *II*, oder indem man den Verbrauch in Kreis *II* durch Zusatz von Leistungswiderständen W_2' um bekannte Beträge vermehrt.

Auf eine Gleichstromeichung nach der Methode α muß nach den gemachten Erfahrungen verzichtet werden, da bei den angewandten hohen Frequenzen Induktionswirkungen z. B. in den Zuleitungen vom Umschalter zu den einzelnen Klemmen des Elektrometers, ebenso Wirbelstromverluste in irgendeinem Teil der Apparatur (siehe später

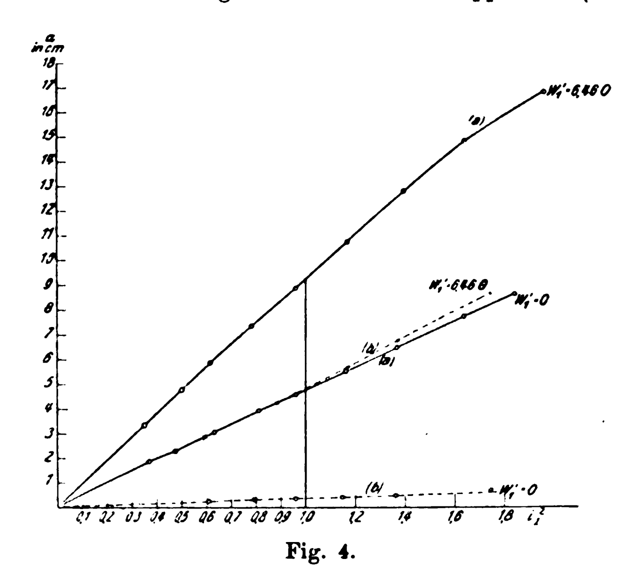


Fig. 4.

α_0) nie mit Sicherheit vermieden werden können. Da außerdem die kleinsten Veränderungen der ganzen Anordnung die Messungen beeinflussen, ist es wünschenswert, daß die Eichung stets im Zusammenhang mit jeder Messung und mit derselben Frequenz wie diese erfolgt.

Dazu kommt, daß die Benutzung einer Gleichstromeichung zur Voraussetzung hat, daß der Spannungswiderstand W_1 bei den hohen Frequenzen seinen Gleichstromwert beibehält, was zu erheblichen technischen Schwierigkeiten führt, wogegen die Eichung nach der Methode β sich auf den Gleichstromwert eines Leistungswiderstandes stützt, der ja viel leichter allen Anforderungen genügt. Zudem bedeutet es eine wesentliche Vereinfachung der Messungen, daß, wie die späteren Mes-

sungen zeigen, hierbei auf jegliche Kommutation am Elektrometer verzichtet werden darf.

Eine Eichung nach der ersten Form der Methode β ist in Fig. 3 wiedergegeben, welche die Elektrometerausschläge α in Funktion der die Leistung verbrauchenden Widerstände W_1' angibt. Die Ausschläge sind in allen Stellungen (*I*, *II* usf.) des Umschalters aufgenommen und auf die Stromstärke 1 reduziert. Es ergibt sich daraus, daß, auch wenn der Verbrauchskreis entfernt ist und kein Energie verbrauchender Widerstand in die primäre Koppelungsspule, deren Leistung gemessen wird, eingeschaltet ist, dennoch ein beträchtlicher Ausschlag α_0 des Elektrometers erfolgt. Dieser ist in verschiedenen Stellungen des Umschalters verschieden groß. Im Mittel ist α_0 nur gleich 1 cm. Dieser Wert dürfte den Strahlungsverlusten der primären Koppelungsspule an die Umgebung (Wirbelstromverluste) entsprechen. Die Verschiedenheit der Ausschläge mag teils auf die Unsymmetrien im Elektrometer, teils auf Induktionswirkungen in den Zuleitungen vom Umschalter zu den einzelnen Klemmen des Elektrometers zurückzuführen sein. Man wird aber stets diejenige Stellung des Umschalters wählen, bei welcher α_0 seinen kleinsten Wert hat, z. B. *I'* (Fig. 3). Dadurch erhält α_0 nur die Bedeutung einer Korrektionsgröße. Der Vergleich der Messungen *a* (Tabelle 1) und *b* (Tabelle 2) der Fig. 4 zeigt den Einfluß dieser Umschaltung.

Die Selbstinduktionsspulen der beiden Schwingungskreise hatten bei diesen Messungen viele „tote Windungen". Jede Verkleinerung derselben macht sich aber, wie sich später zeigte, durch eine Verminderung von α_0 geltend. Es ist also darauf zu achten, daß keine unnötigen Windungen und überhaupt keine unnötigen Metallteile, die Energie absorbieren können, in der Nähe der Apparatur sich befinden.

Die Darstellung von α_0 in Funktion des Quadrates der Stromstärke (Fig. 4, $W_1' = 0$) ergibt einen geradlinigen Verlauf der Kurve, d. h. α_0 darf so behandelt werden, als ob es von einer Leistung herrührte, was auch aus dem parallelen Verlauf der Kurven in Fig. 3 hervorgeht. Der annähernd geradlinige Verlauf der Kurven in Fig. 3 u. 4 zeigt weiter, daß die Elektrometerkonstante im Bereich einer Messung ihren Wert beibehält, daß also auf die Umschaltungen am Elektrometer verzichtet werden darf. Die Richtigkeit der beiden letzten Folgerungen geht auch daraus hervor, daß bei den späteren Messungen die Abweichungen der Einzelwerte von den aus den Mittelwerten berechneten Werten keinen bestimmten Gang zeigen (Tabellen 3 u. 4).

Tabelle 1.

$W_1' = 0. \quad \lambda = 563$ m. $\quad W_1' = 6{,}46\ \Theta.$

Ablesung	α_0	$\dot{i}_0$	$\alpha_0/\dot{i}_0^2$	Ablesung	α_1	$\dot{i}_1$	$\alpha_1/\dot{i}_1^2$
21,40 19,12	2,28	0,69	4,81	21,60 16,82	4,78	0,71	9,54
21,40 18,36	3,04	0,79	4,83	21,59 15,76	5,83	0,79	9,45
21,43 17,52	3,91	0,90	4,82	21,59 14,28	7,31	0,88	9,37
21,42 16,88	4,54	0,98	4,74	21,60 12,78	8,82	0,98	9,18
21,42 15,92	5,50	1,08	4,74	21,60 10,88	10,72	1,08	9,20
21,42 14,98	6,44	1,17	4,72	21,59 8,80	12,79	1,18	9,16
21,42 13,70	7,72	1,28	4,72	21,62 6,80	14,82	1,28	9,03
21,42 12,80	8,62	1,36	4,68	21,61 4,78	16,83	1,38	8,58
		Mittelwert	4,76			Mittelwert	9,22

Tabelle 2.

$W_1' = 0. \quad \lambda = 563$ m. $\quad W_1' = 6{,}46\ \Theta.$

Ablesung	α_0	$\dot{i}_0$	$\alpha_0/\dot{i}_0^2$	Ablesung	α_1	$\dot{i}_1$	$\alpha_1/\dot{i}_1^2$
22,56 22,32	0,24	0,78	0,39	22,57 19,70	2,87	0,77	4,83
22,55 22,28	0,27	0,89	0,34	22,56 18,30	4,26	0,94	4,83
22,53 22,21	0,32	0,98	0,33	22,57 16,90	5,67	1,08	4,84
22,53 22,15	0,38	1,07	0,33	22,57 15,80	6,77	1,17	4,94
22,53 22,06	0,47	1,17	0,35				
später 22,66 21,93	0,73	1,32	0,42	später 22,66 14,00	8,66	1,32	4,96
		Mittelwert	0,36			Mittelwert	4,88

Tabelle 3.

$\lambda = 563$ m.

Ablesung	α_1	α_0	$\alpha = \alpha_1 - \alpha_0$	$\dot{i}_1$	$\dot{i}_2$	$\frac{\alpha}{\dot{i}_2^2} k = \mathfrak{W}_2$	Differenzen	$k \cdot \frac{\alpha}{\dot{i}_2^2}$ in Θ	$\mathfrak{W}_2$ berechnet in Θ	$\Delta \mathfrak{W}_2$
22,60 18,68	3,92		3,19	1,36	0,940	$3{,}61\,k = w_2 + 3\,\Theta$	$1{,}93\,k = 3\,\Theta$	5,68	5,72	− 0,04
22,59 19,42	3,17		2,44	1,36	0,704	$4{,}92\,k = w_2 + 5\,\Theta$	$0{,}62\,k = 1\,\Theta$	7,74	7,72	+ 0,02
22,60 19,98	2,62		1,89	1,36	0,556	$6{,}12\,k = w_2 + 7\,\Theta$	$0{,}58\,k = 1\,\Theta$	9,63	9,72	− 0,09
22,60 20,28	2,32		1,59	1,36	0,460	$7{,}50\,k = w_2 + 9\,\Theta$	$1{,}96\,k = 3\,\Theta$	11,80	11,72	+ 0,08
22,66 21,93		0,73		1,36	0	Mittelwert: $5{,}54\,k = w_2 + 6\,\Theta$	$5{,}09\,k = 8\,\Theta$ damit: $k = 1{,}572$ $w_2 = 2{,}72\,\Theta$			

Tabelle 4. $\lambda = 142$ m.

Ablesung	α_1	α_0	$\alpha = \alpha_1 - \alpha_0$	i_1	i_2	$\frac{\alpha}{i_2^2} \cdot k = \mathfrak{W}_2$	$\frac{\alpha}{i_2^2} \cdot k$ aus $\mathfrak{W}_2 - W_2$	$\frac{\alpha}{i_2^2} \cdot k$ Mittelwert	Differenzen	$\frac{\alpha}{i_2^2} \cdot k$ in Θ	$\mathfrak{W}_2$ berechnet in Θ	$\Delta \mathfrak{W}_2$
20,17 21,56		1,39 reduz. 1,20		1,40 reduz. 1,30	0	∞						
20,22 28,64	8,42		7,22	1,30	0,960	$7{,}83\,k = w_2 + 9\,\Theta$	$7{,}81\,k$	$7{,}82\,k$	$3{,}04\,k = 4{,}5\,\Theta$	11,51	11,53	− 0,02
20,20 26,40	6,20		5,00	1,30	0,626	$5{,}82\,k = w_2 + 6\,\Theta$	$5{,}82\,k$	$5{,}82\,k$	$1{,}04\,k = 1{,}5\,\Theta$	8,56	8,53	+ 0,03
20,21 24,50	4,29		3,09	1,30	0,906	$3{,}76\,k = w_2 + 3\,\Theta$	$3{,}78\,k$	$3{,}77\,k$	$1{,}01\,k = 1{,}5\,\Theta$	5,53	5,53	0,00
20,20 22,92	2,72		1,52	1,30	0,946	$1{,}70\,k = w_2$	$1{,}72\,k$	$1{,}71\,k$	$3{,}07\,k = 4{,}5\,\Theta$	2,50	2,53	− 0,03
						$19{,}11\,k = 4\,w_2 + 18\,\Theta$ $w_2 + 4{,}5\,\Theta$		$19{,}12\,k$ $4{,}78\,k$	$8{,}16\,k = 12\,\Theta$ damit: $k = 1{,}471$			
20,18 21,37		1,19		1,30	0	∞						
20,18 27,02	6,84		5,64	1,30	0,968	$6{,}02\,k = w_2 + W_2$	$W_2 = 4{,}30\,k = 6{,}325\,\Theta$			8,86	8,86	0,00
20,19 29,44	9,25		8,05	1,30	0,998	$8{,}08\,k = w_2 + 3\,\Theta + W_2$	bei Gleichstrom gemessen $= 6{,}30\,\Theta$			11,89	11,86	+ 0,03
20,22 30,73	10,51		9,31	1,30	0,958	$10{,}12\,k = w_2 + 6\,\Theta + W_2$				14,90	14,86	+ 0,04
20,27 31,28	11,01		9,81	1,30	0,900	$12{,}11\,k = w_2 + 9\,\Theta + W_2$				17,83	17,86	− 0,03
		Mittel: 1,20				$36{,}33\,k = 4\,w_2 + 18\,\Theta + 4\,W_2$ $4{,}30\,k = W_2$						

Die Leistungskonstante k ergibt sich aus der Energiegleichung:

$$U = k\left(\frac{\alpha_1}{i_1^2} - \frac{\alpha_0}{i_0^2}\right) = W_1' \cdot 1^2$$

mit den Werten der Tabellen 1 u. 2 als:

$$k = \frac{6,46}{9,22 - 4,76} = 1,45$$

oder

$$= \frac{6,46}{4,88 - 0,36} = 1,43$$

Die Eichung in der zweiten Form der Methode β hat vor der ersten Form den Vorzug, daß dabei der Meßkreis unberührt bleiben kann, was besonders mit Rücksicht darauf von Bedeutung ist, daß α_0 möglichst unverändert erhalten bleiben muß. Es werden bei dieser Methode statt in den Meßkreis in den Verbrauchskreis stufenweise bekannte Widerstände zugeschaltet, worauf aus den bekannten Leistungsänderungen die Leistungskonstante des Wattmeters bestimmt wird.

Der Korrektionsausschlag α_0 wird dadurch erhalten, daß der Verbrauchskreis an einer Stelle unterbrochen wird. Es zeigte sich hierbei, daß schon die Unterbrechung dieses Kreises durch Lösen eines Verbindungsdrahtes infolge der veränderten Konfiguration Störungen von α_0 hervorrief. Um möglichst unveränderliche Verhältnisse zu haben, wurde diese Unterbrechung daher durch einen Stöpsel hergestellt.

Eine Eichung nach der zweiten Form der Methode β zeigt die Tabelle 3.

Die Messung erfolgte in der Weise, daß zunächst der Nullpunkt des Elektrometers abgelesen wurde. Danach wurde der Strom eingeschaltet und durch einen im Primärkreis des Induktors liegenden Widerstand so reguliert, daß das Hitzdrahtinstrument des Meßkreises einen bestimmten Strom i_1 anzeigte, der der Einfachheit halber bei der ganzen Messung durch Regulieren beibehalten wurde. Gleichzeitig mußte die Stromstärke i_2 im Verbrauchskreis und das Elektrometer abgelesen werden.

Um eine zu große Erwärmung und damit unregelmäßiges Arbeiten der Stoßfunkenstrecke zu vermeiden, wurde nach jeder Ablesung der Strom unterbrochen und nach Veränderung des Widerstandes im Verbrauchskreis um $2\,\Theta$ von neuem der Nullpunkt des Elektrometers abgelesen. In Spalte 7 und 8 der Tabelle 3 ist der auf die Einheit der Stromstärke reduzierte Ausschlag des Elektrometers proportional

dem entsprechenden Gesamtwiderstand $\mathfrak{W}_2$ des Verbrauchskreises gesetzt und aus den erhaltenen Gleichungen die Leistungskonstante und der Widerstand w_2 des Verbrauchskreises ohne zugeschaltete Widerstände berechnet. In Spalte 9 und 10 sind die gemessenen bzw. aus den Mittelwerten berechneten Werte von $\mathfrak{W}_2$ zusammengestellt, um in Spalte 11 die Differenzen zwischen gemessenen und berechneten Werten zu zeigen. Dieselben betragen durchweg weniger als 1 $^0/_0$ und zeigen keinen Gang in bestimmter Richtung.

c) Die Prüfung der Methode. Die beabsichtigte Messung des Wattverbrauches von Widerständen begegnet nun keinen weiteren Schwierigkeiten mehr, da sie ganz analog der zweiten Form der Eichungsmethode β erfolgt, indem einfach der fragliche Widerstand zu dem Widerstand w_2 des Verbrauchskreises hinzugeschaltet wird. Ein Beispiel für den Verlauf einer Messung gibt die Tabelle 4. Da die Leistungen auf die Einheit der Stromstärke reduziert sind, so ergeben sich direkt die Werte der Widerstände im Gebrauch als Leistungswiderstände.

Der erhaltene Wert des Widerstandes W_2 als Leistungswiderstand stimmt also auf 0,4 $^0/_0$ Genauigkeit mit seinem Gleichstromwert überein. W_2 und W_2' waren in diesem Falle nach Abschnitt 4, b, γ konstruierte Leistungswiderstände.

Für die Genauigkeit der Methode ist maßgebend einerseits die Genauigkeit der Eichung und andererseits die Genauigkeit der Messungen.

Die Genauigkeit der Eichung hängt nach den Ausführungen des vorhergehenden Abschnittes ab von der Zuverlässigkeit des Leistungswiderstandes W_2', dessen Fehler besprochen und gleich 0,5 $^0/_0$ berechnet sind. Daß die Größe dieser Fehler nicht genau festgelegte Abmessungen des Widerstandes verlangt, ist schon dort erwähnt und dadurch bestätigt, daß W_2 von seinem Gleichstromwert nicht stärker abweicht, obwohl der Abstand der parallelen Drähte bei W_2 gleich 3 cm, bei dem der Eichung zugrunde liegenden W_2' nur gleich 1 cm gemacht wurde.

Die Genauigkeit der Messungen geht aus der Größe der Differenzen $\Delta\mathfrak{W}_2$ (Tabelle 4) hervor, die im Mittel 0,3 $^0/_0$ betragen. Auf dieselbe Fehlergröße führt auch die Übereinstimmung der Resultate der im nächsten Abschnitt wiedergegebenen Messungen. Es erscheint daher berechtigt, die Grenze für die gesamten Fehler auf 1 $^0/_0$ anzugeben.

d) Die Bestimmung verschiedener Widerstände. Zur weiteren Kontrolle der Methode und zur Prüfung von verschiedenen Widerstandskonstruktionen wurden noch folgende Messungen ausgeführt.

Zunächst wurde an Stelle von W_2 ein Spannungswiderstand der angegebenen Konstruktion von $W_{Sp} = 6{,}46\,\Theta$ Gleichstromwert gesetzt und für seinen Leistungswert erhalten:

$$W_{Sp} = 7{,}33\,\Theta = 1{,}135 \times 6{,}46\,\Theta$$

Darin liegt eine Bestätigung der Annahme, daß diese Widerstände nicht frei von Skineffekt sind.

Darauf wurde der variable Widerstand W_2' ersetzt durch einen Feußnerwiderstand[1]) und damit wieder W_2 und W_{Sp} gemessen. Man erhielt:

$$W_2 = 5{,}12\,\Theta = \underline{0{,}809} \times 6{,}325\,\Theta$$

$$W_{Sp} = 5{,}91\,\Theta = 0{,}915 \times 6{,}46\,\Theta$$

oder, da W_{Sp} bei dieser Frequenz gleich $7{,}33\,\Theta$ gemessen wurde:

$$W_{Sp} = 5{,}91\,\Theta = \underline{0{,}806} \times 7{,}33\,\Theta$$

d. h. es ergibt sich übereinstimmend (mit einem Fehler von 0,4 %), daß bei 142 m Wellenlänge der Spannungswiderstand W_{Sp} eine Erhöhung um 13,5 %, der Feußnerwiderstand eine Erhöhung um 19 % seines Gleichstromwertes erleidet. E.

1) Feußner, Elektrot. Ztschr. **20**, 611, 1899. Geliefert von Hartmann & Braun, Frankfurt.

(Eingesandt 15. August 1913.)

Adresse des Autors: Institut für angewandte Elektrizität. Radioelektr. Versuchsanstalt, Göttingen.

Über die richtige Anwendung eines im Nebenschluß zum Telephon befindlichen Kondensators in der drahtlosen Telegraphie von H. Smith (The Electrician, Jan. 1913, S. 711).

Die vielseitige Verwendung des Telephonhörers in der drahtlosen Telegraphie hat den Verf. veranlaßt, die der Praxis schon lange bekannte günstige Wirkung eines parallel zum Telephon geschalteten Kondensators auf die Empfangslautstärke näher zu untersuchen und zu erklären.

Die Größe der Kapazität hängt bekanntlich ab von der Art des benutzten Telephons, und zwar gilt die Regel, daß der günstige Kapazitätswert um so kleiner gewählt werden muß, je höher der Widerstand des Telephons ist.

Zur Erklärung dieser Wirkung nimmt man bisweilen an, daß

durch den Kondensator den Schwingungen ein bequemer Weg über das Telephon geschaffen wird, dessen Selbstinduktion bei direkter Einschaltung in den eigentlichen Schwingungskreis die Stromstärke in diesem zu sehr schwächen würde. Indessen erscheint diese Erklärung, wie sich aus der Tatsache ergibt, daß es einen günstigsten Kapazitätswert gibt, durchaus unzureichend und macht es notwendig, sie strenger zu begründen, was im folgenden näher ausgeführt werden soll.

Die folgende Figur zeigt eine vielfach angewandte Empfangsschaltung.

Der Kondensator C_1 — in den meisten Fällen viel kleiner wie der Blockkondensator C — dient zur Abstimmung des Empfangskreises auf die ankommende Welle. Bei der Vergrößerung der Kapazität C bemerkt man, daß die Lautstärke im Telephon zunächst zunimmt.

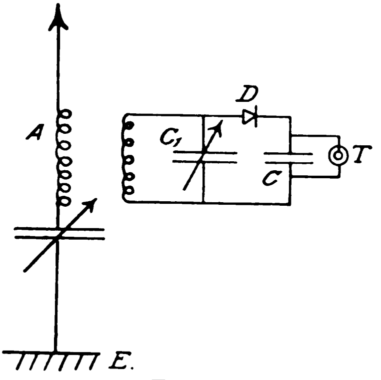


Fig. 1.

Da der Kondensator C und die Selbstinduktion des Telephons ein schwingungsfähiges Gebilde darstellen, so ergibt sich, daß der günstigste Wert der Kapazität der ist, bei dem der Kreis in Resonanz ist mit dem am meisten ausgeprägten Oberton.

Der durch das Telephon fließende Strom ist ein intermittierender, wir können ihn ansehen als einen Wechselstrom, dessen Frequenz übereinstimmt mit der des Unterbrechers des Primärstromes in der Sendestation. Dieser ist seinerseits überlagert einem Gleichstrom und enthält eine große Zahl Oberschwingungen.

Die folgende Anordnung stellt ungefähr die praktischen Verhältnisse dar.

L bedeutet die Selbstinduktion des Empfangskreises, der gekoppelt ist mit einem Wechselstromkreis. Bei einer solchen Anordnung wird der Strom, der einer besonderen Oberschwingung entspricht, ein Maximum, wenn

$$C = \frac{L}{R^2 + \omega^2 L^2} + \frac{L_1}{R_1{}^2 + \omega^2 L_1{}^2}$$

L und R Selbstinduktion bzw. Widerstand des Schwingungskreises,

L_1 R_1 die entsprechenden Größen des Telephonkreises, $\omega = 2\pi \times$ Frequenz der Harmonischen. Ist R_1 sehr groß und R klein, so erhält man sehr schöne Resonanz mit den Harmonischen des Wechselstromkreises. Die Intensität des Tones im Telephon setzt sich zusammen aus einer Serie von Maximis.

In der drahtlosen Telegraphie ist R fast immer sehr groß (Widerstand des Detektors); aus der Symmetrie des Ausdruckes für C sollten wir erwarten, bei kleinem R_1 im Telephon dieselben Erscheinungen wie oben zu erhalten. Da aber R_1 praktisch niemals klein ist, so

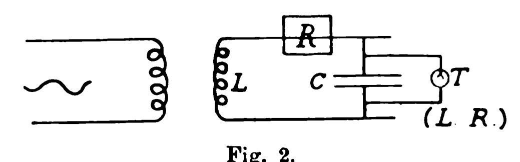


Fig. 2.

hören wir nicht bei verschiedenen Maximis, sondern die Intensität steigt zu einem ziemlich unscharfen Maximum an.

Es ergab sich aus den Messungen an verschiedenen Telephonen (R_1 zwischen 4 und 150 Ω), daß bei Eintritt des Maximums die Frequenz des Telephonkreises bei diesen Telephonen nahezu die gleiche war. Bei einigen Telephonen erwies es sich als außerordentlich schwierig, die Größe der günstigsten Kapazität auch nur mit annähernder Genauigkeit zu bestimmen, da die Abnahme der Intensität mit der Variation der Kapazität kaum merklich, d. h. die Resonanzkurve des Telephonkreises sehr breit war.

Es scheint demnach, daß, wenn ein Telephon mit einem Kondensator geshuntet ist, der Maximalwert der Lautstärke herrührt von der Resonanz im Telephonkreis mit den verschiedenen Oberschwingungen, wobei das Maximum in Wirklichkeit ein Kompromiß zwischen mehreren Maximis ist, die von verschiedenen Oberschwingungen herrühren.

Wenn man diese Resultate anwendet auf die drahtlose Telegraphie, so ergibt sich, daß der Wert der zum Telephon im Nebenschluß liegenden Kapazität, bei der das Maximum der Lautstärke im Telephon eintritt, nicht unabhängig ist von dem Unterbrecher des Primärstromes in der Sendestation. Allgemein wird in dem Falle, wo Kreise parallel zum Telephon einen großen Widerstand haben, das Maximum herrühren von Resonanzerscheinungen im Telephonkreis allein. Es werden also die Harmonischen und nicht die Frequenz des Unterbrechers selbst der wichtigste Faktor sein für die Wahl der günstigsten Kapazität. A. Esau.

(Eingesandt am 15. April 1913.)

J. Zenneck, Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre. (Auszug aus der Originalmitteilung: Phys. Ztschr. **14**, 226, 1913.)

Einer allgemeinen Verwendung der Braunschen Röhre für oszillographische Aufnahmen zeitlich veränderlicher Ströme und Spannungen stand früher die Schwierigkeit im Wege, daß die Lichtstärke für photographische Momentaufnahmen nicht recht ausreichen wollte. Seitdem man aber erheblich lichtstärkere Röhren und gute Influenzmaschinen zu ihrem Betriebe besitzt, außerdem gelernt hat, durch eine Kon-

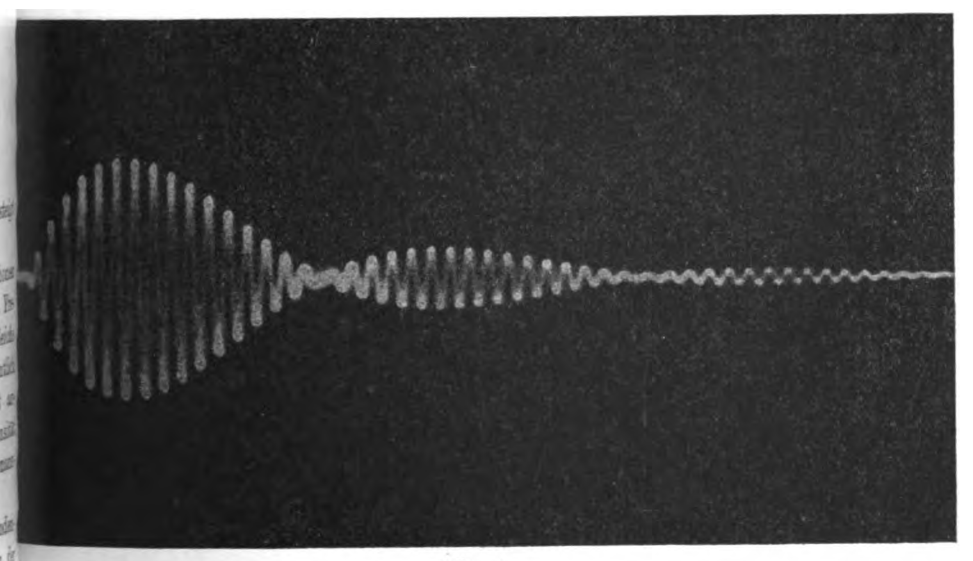


Fig. 1.

zentrationsspule die Lichtstärke des Fleckes auf dem Schirm noch weiter zu erhöhen, steht für Momentaufnahmen kein Hindernis mehr im Wege, mindestens nicht in demjenigen Gebiet, in dem die technischen Oszillographen, wenn auch schon mit den bekannten Fehlern, brauchbar sind.

Die einfachste und nächstliegende Methode für Momentaufnahmen von Strom und Spannungskurven ist: Photographie auf eine Platte, die senkrecht zur Ablenkungsrichtung des Fleckes bewegt wird. Eine Anordnung, die bei der Ausführung dieser Methode schon seit längerer Zeit gute Dienste geleistet hat, wird im folgenden beschrieben.

Der Aufnahmeapparat ist ebenso wie die Kassette ganz aus Metall und sehr stabil gefertigt. Die Kassette bewegt sich wagerecht. Das

Objektiv, zu dem eine Reihe von Vorversuchen geführt hat, ist ein Projektionsobjektiv der Rathenower optischen Industrie (vormals E. Busch) Modell *W* mit der Brennweite 107 mm und dem Öffnungsverhältnis f: 2,1 (Preis 40 Mk., mit Triebeinstellung 60 Mk.).

Seine optischen Eigenschaften sind für die Aufnahme des Fluoreszenzfleckes längst ausreichend. Die Abziehvorrichtung für die Kassette besteht aus einem Drahtseil, das über eine Rolle verschlungen ist. Auf derselben Achse wie die Rolle sitzt ein Zahnrad mit 190 mm Durchmesser und 95 Zähnen. In dasselbe greift ein

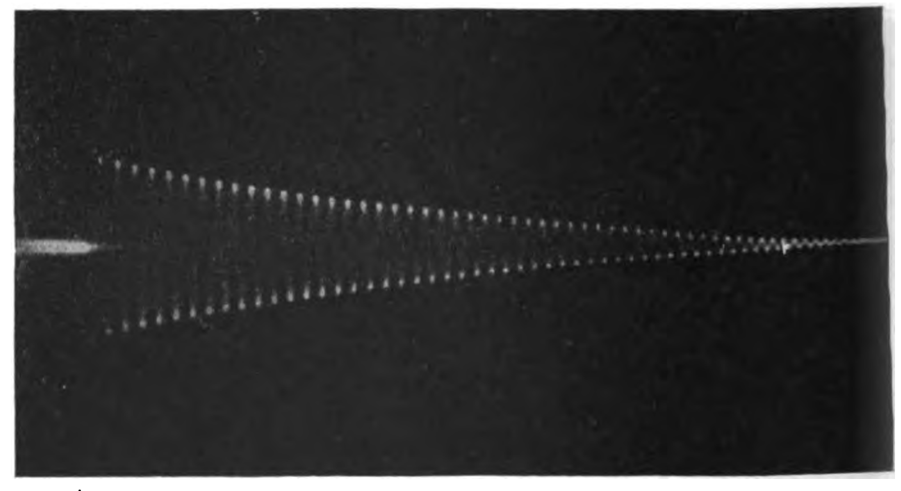


Fig. 2.

kleineres Zahnrad mit 24 mm Durchmesser und 12 Zähnen ein, das auf der Achse eines Elektromotors befestigt ist. Die Bewegung der Kassette muß schnell (bis 2 m/sec) und sehr gleichmäßig geschehen; mit einem $^1/_2$-PS.-Motor mit 1650 Umdrehungen ließ sich beides sehr gut erreichen.

Um sowohl die Motorachse beim Anlaufen der Kassette vor einem starken Stoß zu bewahren, als auch die Bewegung nach dem Vorbeiziehen automatisch zu hemmen, sind aus dem großen Zahnrad einige Zähne ausgefeilt. Man läßt das kleine, auf der Motorachse sitzende Zahnrad dauernd in dieser Lücke laufen und erteilt dem großen Zahnrad zur Aufnahme einen Stoß mit der Hand, so daß es von dem Motor mitgenommen wird. Es kommt dann nach einer Runde wieder zur

Ruhe. Anschläge verhindern das große Zahnrad und die Kassette an der Weiterbewegung infolge der erhaltenen kinetischen Energie.

Die Figuren 1 und 2 zeigen Aufnahmen, die auf diese Weise gemacht sind. Fig. 1 ist die Stromkurve eines Sekundärkreises bei fester Koppelung mit einem abgestimmten Primärkreis (250 Perioden pro Sek.). Fig. 2, die Entladung eines funkenlosen Primärkreises von 1100 Perioden pro Sek., beweist, daß die Anordnung noch hohe Frequenzen aufzulösen und aufzuzeichnen vermag. Für derartige Aufnahmen ist auf der Achse der Abziehvorrichtung eine rotierende Kontaktscheibe vorgesehen, die im gegebenen Augenblick schaltet.

Bei Aufnahmen wie den oben wiedergegebenen ist, abgesehen von einem lichtstarken Objektiv und empfindlichen Platten (bei meinen Aufnahmen Lumière violett Etikett) die Verwendung einer lichtstarken Braunschen Röhre unbedingt notwendig. Die hier verwendete besaß einen Schirm aus Gieselschem Zinksulfid und ein Diaphragma von 1,5 mm Durchmesser. Der einer Influenzmaschine entnommene Strom betrug ca. 0,5 MA, die Spannung an der Röhre ca. 28000 Volt; das Kathodenstrahlbündel war durch eine mit der Röhre koaxiale Spule konzentriert. Die Röhre war von der Firma Dr. Geißlers Nachfolger, Franz Müller, Bonn, bezogen worden. Für photographische Aufnahmen war ebensogut eine Röhre, die von Herrn Prof. Glatzel (Berlin) freundlichst zur Verfügung gestellt war. Sie ist von der Firma E. Gundelach (Gehlberg) nach seinen Angaben angefertigt worden und besitzt einen Schirm mit dem von J. Zenneck früher empfohlenen Calciumwolframat.

H. R.

(Eingesandt 15. August 1913.)

Adresse des Autors: Direktor des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, München.

Mitteilungen aus der Praxis.

Der Telefunkenumschalter für Doppelempfang.

Allgemeines.

Zum gegenseitigen Empfang zweier verschiedener Telegramme auf drahtlosen Stationen gebrauchte man bisher zwei getrennte Antennen, von denen jede mit einem Empfänger verbunden war.

Der Doppelempfang mit einer Antenne mit Hilfe der elektrischen Abstimmung ist zwar von Telefunken bereits 1903 ausgeführt worden,

hat aber für die Praxis nur geringe Bedeutung zu erlangen vermocht, und zwar aus folgenden Gründen:

Die Grundbedingung für jeden Doppelempfang ist eine Wellendifferenz (abgesehen von der neuerdings möglichen Trennung durch Tondifferenz).

Eine Antenne kann aus elektrischen Gründen nur eine Welle mit gutem Wirkungsgrad aufnehmen.

Jeder Doppelempfang an einer Antenne mit Hilfe der Selektion (Wellentrennung) hat Energieverluste zur Folge, die um so größer werden, je verschiedener die Empfangsintensitäten der beiden Wellen sind. Außerdem beeinflussen sich zwei elektrisch gekoppelte Empfangssysteme derartig, daß man an der Welleneinstellung des einen Systems nichts ändern kann, ohne die Einstellung des anderen in Mitleidenschaft zu ziehen und umgekehrt.

Hierin hat der nachstehend beschriebene Umschalter für Doppelempfang insofern eine grundlegende Änderung gebracht, als er die Antenne abwechselnd an den einen oder an den anderen Empfänger zu schalten gestattet. Diese Umschaltung geht so schnell vor sich, daß selbst innerhalb eines Punktes des Morsealphabetes jeder Empfänger drei bis viermal angeschaltet ist. Die neue Anordnung gestattet also die volle Ausnutzung der Selektion und vollkommen unabhängiges Arbeiten der beiden Empfänger.

Der Empfangseffekt im Telephon, d. h. die Empfangslautstärke wird durch den Umschalter nur wenig beeinflußt. Der Grund hierfür ist, daß unser Ohr nicht auf den gesamten, sondern auf den Momentaneffekt reagiert, so daß man mit dem Doppelempfangsschalter annähernd gleiche Reichweiten erzielt, wie beim einfachen Empfang.

Anwendungsgebiet.

Der Umschalter für Doppelempfang gestattet überall da, wo ein Reserveempfänger aus Sicherheitsgründen vorhanden sein muß, die Ausnutzung desselben zum Doppelempfang.

Man hat dabei folgende Vorteile:

1. Beim Aufsuchen einer unbekannten Sendestation kann mit zwei Apparaten gesucht werden.

2. Wird man beim Empfang gestört, so empfängt man mit dem einen Apparat weiter, während man den zweiten Empfänger in Ruhe einstellt und bei loser Koppelung so scharf abstimmt, daß es möglich ist, den Störer auszuschalten. Ebenso kann man mit dem zweiten

Empfänger feststellen, wer der Störer ist und mit welcher Welle er arbeitet.

3. Man kann bei der eigenen Station zu jeder Zeit mit Hilfe des zweiten Empfängers feststellen, ob die Einstellung des ersten Empfängers die günstigste ist, ob der Detektor des ersten Empfängers empfindlich ist usw.

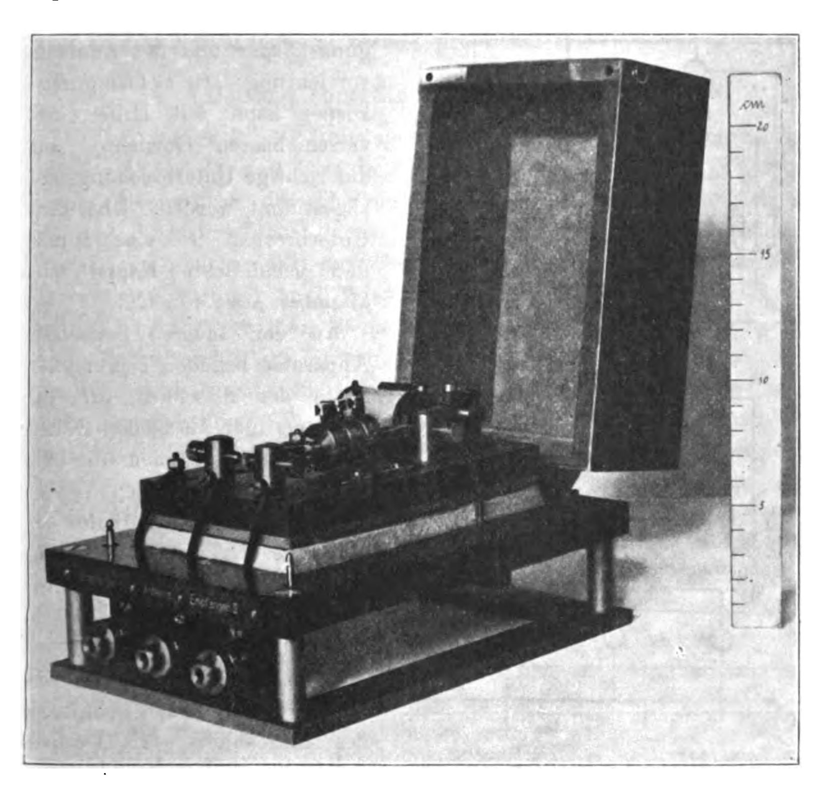


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt den Umschalter für Doppelempfang. Eine Festonitplatte, die durch vier Metallsäulen getragen wird, dient als Grundplatte. Der Umschalter selbst ist auf einer zweiten, ähnlichen Platte montiert, die ihrerseits auf einem schalldämpfenden Filzkissen ruht. Der **Apparat** besteht in der Hauptsache aus dem mit einem **Schwingungskörper** belasteten Hebel eines Selbstunterbrechers, dessen Kopf zwei **Federn** trägt, die mit Platinkontakten versehen und mit Filz ge-

dämpft sind. Diese Federn pendeln zwischen zwei Kontakten hin und her, welche von festen, auf der Grundplatte montierten Säulen getragen werden.

Die Federn sind von dem Schwingungskörper des Selbstunterbrechers durch einen kleinen Isolator elektrisch getrennt. Der Selbstunterbrecher besteht aus einem Magnetsystem, dem Schwingungskörper und der Kontaktvorrichtung. Der Schwingungskörper kann mit Hilfe eines verschiebbaren Gewichtes auf die richtige Unterbrechungszahl abgestimmt werden. Über dem Unterbrecher ist eine staub- und schalldichte Kappe aufklappbar angeordnet.

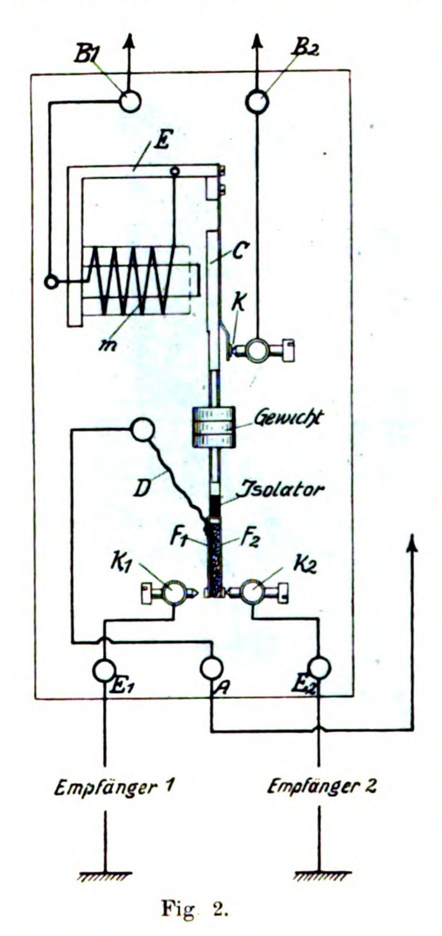


Fig. 2.

An der anderen Seite des Apparates befinden sich in der Mitte der Anschluß für die Antenne und zu beiden Seiten die Anschlußklemmen für die beiden Empfänger.

An der hinteren Seite des Apparates befinden sich die Anschlußstecker für die Betriebsbatterie.

Schaltung.

Fig. 2 zeigt die Schaltung des Umschalters für Doppelempfang.

Der Betriebsstrom kommt von der Batterie durch die Klemme B_1, fließt durch die Magnetspule m über den Eisenkörper E durch den Anker C über den Arbeitskontakt K zur Klemme B_2 und zur Batterie zurück und setzt nach dem Prinzip des Wagnerschen Hammers den Unterbrecher in Bewegung.

Die Antenne ist an der mittleren Klemme A angeschlossen. Diese steht mit Hilfe der flexiblen Leitung D mit den isoliert auf dem

Schwingungskörper sitzenden Federn F_1 und F_2 in Verbindung. Der eine Empfänger ist an die Klemme E_1, der andere Empfänger an die Klemme E_2 angeschlossen. Die Klemme E_1 ist mit dem Kontakt K_1 und die Klemme E_2 mit dem Kontakt K_2 verbunden.

Beim Arbeiten des Umschalters legt sich abwechselnd die Feder F_1 an den Kontakt K_1 oder die Feder F_2 an den Kontakt K_2, so daß die Antenne entweder an den Empfänger E_1 oder E_2 geschaltet ist. Das Umschalten erfolgt ca. 30 mal pro Sekunde.

Anleitung zum Einstellen des Apparates.

Man nähere in der Ruhelage des Schwingungssystems den Kontakt K_1 der Feder F_1 und höre in dem Telephon, das man in Reihe mit einem Element an die Klemme E_1 und A gelegt hat, ob sich die richtige Kontaktgebung durch ein Knacken im Telephon kenntlich macht. In gleicher Weise verfahre man mit der Kontaktschraube K_2, indem man Element und Telephon an die Klemmen A und E_2 anschließt. Nun lege man Element und Telephon an die Klemmen E_1 und E_2 und setze das Schwingungssystem in Bewegung, indem man zwei Trockenelemente an die Klemmen B_1 und B_2 anschließt und an dem Arbeitskontakt K die Bewegung des Schwingungssystems einreguliert. Jetzt schraube man die Schrauben K_1 und K_2 vorsichtig zusammen, bis man ein Geräusch im Telephon hört, und gehe dann soviel zurück, bis dieses Geräusch völlig verschwindet. Hierdurch hat man auf die kürzeste Unterbrechungszahl eingestellt, die der Umschalter mit Sicherheit ausführen kann. Nun beobachte man die Kontaktarbeit des Umschalters, indem man Element und Telephon abwechselnd an A und E_1 oder A und E_2 anlegt. In beiden Fällen müssen die Geräusche im Telephon gleichmäßig und gleichlaut sein.

Es ist noch zu bemerken, daß bei Aufnahme von Signalen, die von Sendern des alten Funkensystems erzeugt werden, der Umschalter für Doppelempfang nur dann einwandfrei arbeitet, wenn mit mindestens 50 Funken pro Sekunde gegeben wird. E.

(Eingesandt 15. Mai 1913.)

Telefunken-Hilfszündung.

Unserem Bericht im vorigen Heft (S. 607 Band VII) möchten wir noch hinzufügen, daß diese vorteilhafte Neuerung eine Erfindung des Herrn Dr. Ing. Al. Meissner (Oberingenieur bei Telefunken) ist. E.

(Eingesandt 15. Dezember 1913.)

Detektoren.

Widerstand von Gleichrichter-Detektoren. Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr., Heft 25, 1913 (Ref. über Modern Electrics **5**, 468, 1912) folgendes:

Die unten angegebenen interessanten und wichtigen Daten über die Kontaktwiderstände einzelner Gleichrichter-Detektoren wurden auf folgende Weise gewonnen: Eine gewöhnliche Wheatstonesche Normalbrücke ist auf die in der Fig. 1 gekennzeichnete Weise geschaltet. A, B und RH sind die Brückenarme, X sei der unbekannte Widerstand. Ein Schalter gestattet den Detektor sowohl in den einen Brückenzweig, wie an das andere Telephon zu legen. Eine Eichhornsche Summervorrichtung mit einer variablen Kapazität und einem Unterbrecher erzeugen die schwachen Schwingungen, die für die Prüfung nötig sind.

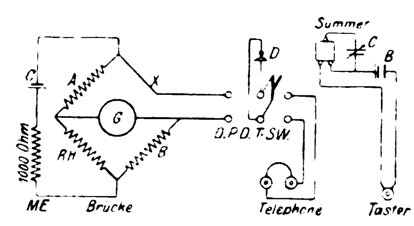


Fig. 1.

Um den Widerstand des adjustierten Detektors zu finden, wird er an das Telephon geschaltet und der Summer in Tätigkeit gesetzt. Dann wird der Kristall solange gedreht, bis ein Maximum des Tones im Hörer erreicht ist, wonach der Detektor eingestellt ist. Hierauf wird der Wellenanzeiger an die Brücke gelegt und der Widerstand auf übliche Weise, d. h. bis das Galvanometer keinen Strom mehr anzeigt, gemessen. Ist dies der Fall, gilt die Gleichung $A:X = RH:B$. Es wurden jeweils sechs verschiedene Adjustierungen vorgenommen und der Mittelwert aus den berechneten Größen genommen. Um den Widerstand der nicht adjustierten Detektoren zu finden, wird das Telephon angeschaltet und das Kristallstück so lange gedreht, bis der Ton im Hörer verschwindet. Es wurden gleichfalls aus je sechs Einstellungen die Mittelwerte genommen. Um jede zu starke Einwirkung des von der Brückenbatterie entnommenen Stromes auf die Detektoren zu vermeiden, wurden 1000 Ohm in eine Reihe mit der Stromquelle geschaltet, wodurch anderseits die Verwendung eines hochempfindlichen d'Arsonvalschen Galvanometers notwendig wird.

Die Kristalle wiesen in natürlichem Zustand (unpoliert) wenig Widerstand unter dem Einfluß der Wellen auf im Gegensatz zu po-

lierten, wie Silicon- und Eisenpyrit-Detektoren. Es ist schwierig, für diese eigenartige Erscheinung eine genügende Erklärung zu finden.

Es wurden bei den Messungen folgende Werte erhalten:

	Widerstand nicht adjustiert Ohm	Widerstand adjustiert Ohm
Pericon	4870	2960
Silicon (Bürste)	9433	3466
Silicon (feiner Drahtspitzenkontakt)	4200	513
Silicon (Metallspitze, poliert)	101	7350
Silicon (Metallspitze, unpoliert)	493	1533
Galena (feine Drahtspitze)	9363	9316
Eisenpyrit (Phosphorbronze-Spitze)	1633	8016
Eisenpyrit (Bürste)	8484	492
Silber (Bürste)	6320	2100
Karborund (1/2 Kubikzoll)	7500	?
Eisenpyrit-Chalkopyrit	454	246
Silicon-Chalkopyrit	2374	1911

Eisenpyrit nicht adjustiert 1000 bis 2400, im Durchschnitt 1633; adjustiert 3000 bis 10700, im Durchschnitt 8016.

Die Zahlen für Eisenpyrit zeigen, wie verschiedene Werte die einzelnen Ablesungen ergeben können.

(Eingesandt 7. Juli 1913.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Ein Verfahren zur Transformation oder Frequenzerhöhung elektrischer Wechselströme höherer Frequenz von mehr als 1000 in der Sekunde betrifft das D. R. P. Nr. 268161 von Hans Boas in Berlin. Das Verfahren besteht darin, daß für die Transformatorenkerne erhitztes Eisen in der Nähe der kritischen Temperatur verwendet wird; hierdurch wird bezweckt, durch die große Steigerung der Permeabilität für geringere Induktionswerte und plötzliche Verminderung der Permeabilität für hohe Induktionswerte sowie durch Vergrößerung des Leitungswiderstandes infolge der hohen Temperatur und der damit verbundenen Verminderung der Wirbelstromverluste die Transformations- oder Frequenzvermehrung mit höherer Wirtschaftlichkeit ausführen zu können.

Derselbe Erfinder hat sich durch D. R. P. Nr. 267437 eine Schaltung zur Erzeugung von Schwingungen nach der Löschfunkenmethode schützen lassen. Das Wesen dieser Schaltung besteht darin, daß der

primäre Löschkreis und der damit galvanisch oder induktiv oder nach beiden Arten gleichzeitig gekoppelte sekundäre Schwingungskreis einen einzigen Kondensator besitzt, der zwei voneinander isolierte Plattensysteme hat, die so angeordnet sind, daß der Kondensator selbst keine Energieübertragung durch kapazitive Koppelung bewirkt. Eine solche Schaltung ist in Fig. 1 dargestellt. Der Kondensator C ist mit seiner Platte 2 mit der Funkenstrecke F und der Induktionsspule S^1 verbunden, deren anderes Ende an die Platte 3 geführt ist. Die Platte 1 des Kondensators C ist über die Induktionsspule S^2 hinweg mit der Platte 4 des Kondensators verbunden. Im primären Kreise bildet sich demnach ein elektrisches Feld zwischen den Platten 2, 3 und 1, 4 aus, derart, daß die elektrischen Kräfte von den Platten 2, 3 nach 1, 4 gerichtet sind, so, wie durch die Pfeile angedeutet ist. Dagegen bildet sich im System der Spule S^2 zwischen den Platten 1 und 4 ein elektrisches Feld aus, dessen Kraftlinien die Richtung von 1 nach 4 oder von 4 nach 1 haben. Die Platten 2 und 3, die dazwischen liegen, sind nicht in der Lage, irgendeine Störung dieses Feldes hervorzurufen; das eine Feld lagert sich dem anderen störungsfrei über.

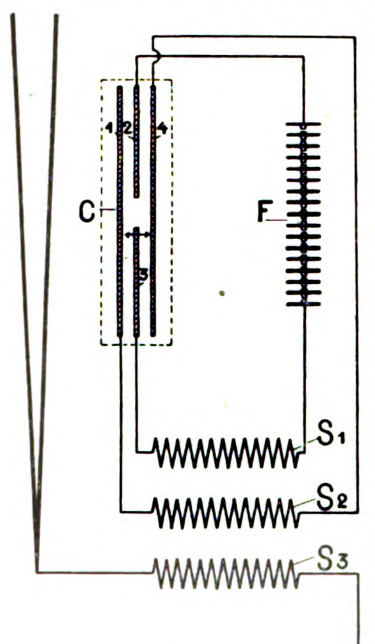


Fig. 1.

Eine Hochfrequenzmaschine betrifft das D. R. P. Nr. 267748 der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft in Berlin. Bisher pflegte man zum Zwecke des Telegraphierens die Leistung der Hochfrequenzmaschine zu unterbrechen. Dieses Unterbrechen des Nutzstromkreises bietet jedoch insbesondere bei größeren Maschinen große Schwierigkeiten. Es ist daher vorgeschlagen worden, statt des Nutzstromkreises den Erregerkreis zu unterbrechen. Wegen des großen zu ummagnetisierenden Querschnittes versagt auch dieses Verfahren bei großen Maschinen, da die Feldänderung nicht rasch genug der Erregerunterbrechung folgt. Die Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft schlägt daher, um diese Schwierigkeiten zu beseitigen, vor, eine Maschine zu verwenden, die ein Mini-

mum der zu ummagnetisierenden Volumina besitzt, wobei der Erregerflux unabhängig von der Rotorstellung bei gegebenem Erregerstrom konstant oder nahezu konstant ist. Sie ist in der Fig. 2 schematisch dargestellt und kennzeichnet sich dadurch, daß sowohl die Erregerwickelung *a* wie die Arbeitswickelung *b* nur je zwei Zähne des Ständers *s* umfassen, wobei die beiden Wickelungen senkrecht aufeinander angeordnet sind.

Ein weiteres D. R. P. der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft in Berlin Nr. 267943 betrifft ein Verfahren und eine Schaltung zur Konstanthaltung der Tourenzahl von Hochfrequenzmaschinen. Bei der

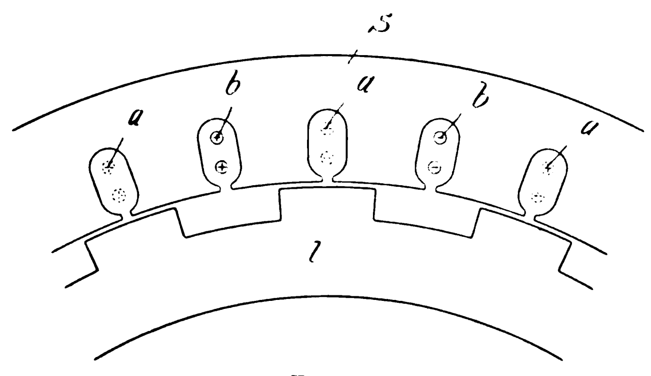


Fig. 2.

Erfindung wird von dem Prinzip ausgegangen, daß die Tourenzahl konstant bleibt, wenn die Leistung konstant gehalten wird. Es wird also an Stelle der Antenne ein anderer Stromverbraucher an den Kreis geschaltet, der dieselbe Leistung aufnimmt wie die Antenne. Wollte man nun aber den Stromverbraucher durch einfaches Umschalten anschließen, so würde dennoch im Moment des Umschaltens eine Leistungsschwankung auftreten. Die Umschaltung auf einen anderen Stromkreis, einen Widerstand, wird daher gemäß der Erfindung rein transformatorisch erreicht. Fig. 3 zeigt die hierbei verwendete Schaltung. Es wird ein dreischenkeliger Transformator *a b c* verwendet, dessen einer Schenkel, z. B. der mittlere Schenkel *b*, größeren magnetischen Widerstand als die beiden anderen, besitzt, indem er entweder geringeren Querschnitt oder, wie die Zeichnung zeigt, einen Luftspalt erhält. Die Wickelung dieses Schenkels bildet die Hochspannungswickelung, an welche die Antenne angeschlossen ist. Auf den beiden äußeren Schenkeln sitzen Wickelungen, welche in Reihenschaltung an die Hoch-

frequenzmaschine angeschlossen sind und die primäre Wickelung bilden. Diese beiden Wickelungen *a* und *c* haben gleiche Windungszahl, und parallel zur Wickelung *c* liegt ein Widerstand *r* und ein Schalter *s*. Ist der Schalter *s* offen, so nimmt der Widerstand *r*, der beliebig eingestellt werden kann, Leistung auf, und zwar bei halber

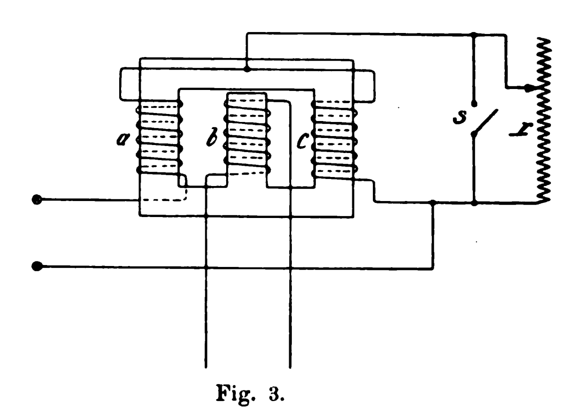


Fig. 3.

Netzspannung und entsprechend doppeltem Strom, indem die Spulen *a* und *c* wie ein gewöhnlicher Autotransformator wirken. Durch den mittleren Schenkel *b* fließt nur ein geringer Streufluß, und es wird daher in der Wickelung dieses Schenkels nur eine geringe Spannung

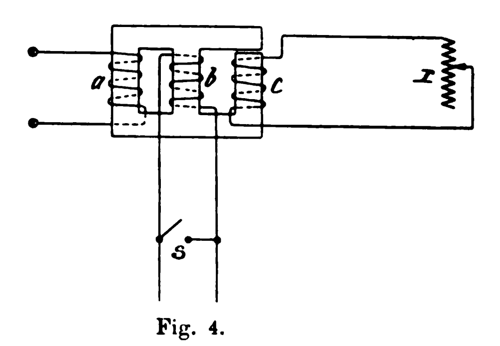


Fig. 4.

induziert. Diese Spannung kann, wenn es wünschenswert ist, durch einige auf dem Schenkel *a* sitzende, mit der Wickelung *b* entgegengesetzt in Reihe geschaltete, zusätzliche Windungen mehr oder weniger vollständig aufgehoben werden. Wird nun der Schalter *s* geschlossen, so wird die Wickelung *c* kurzgeschlossen, und die Gegenwirkung des

Kurzschlußstromes bewirkt, daß der ganze vom Schenkel *a* erzeugte Kraftfluß durch den mittleren Schenkel *b* fließen muß. In der Wickelung dieses Schenkels wird daher jetzt eine hohe Spannung induziert, mit welcher die Antenne gespeist wird. Durch richtige Wahl der Verhältnisse ist es leicht möglich, daß beim Schließen des Schalters nicht die geringste Leistungsschwankung auftritt. Unter Umständen ist es zweckmäßig, die Schaltanordnung nach Fig. 4 zu wählen, bei welcher der Schalter *s* parallel zur Antenne bzw. zur Wickelung *b*

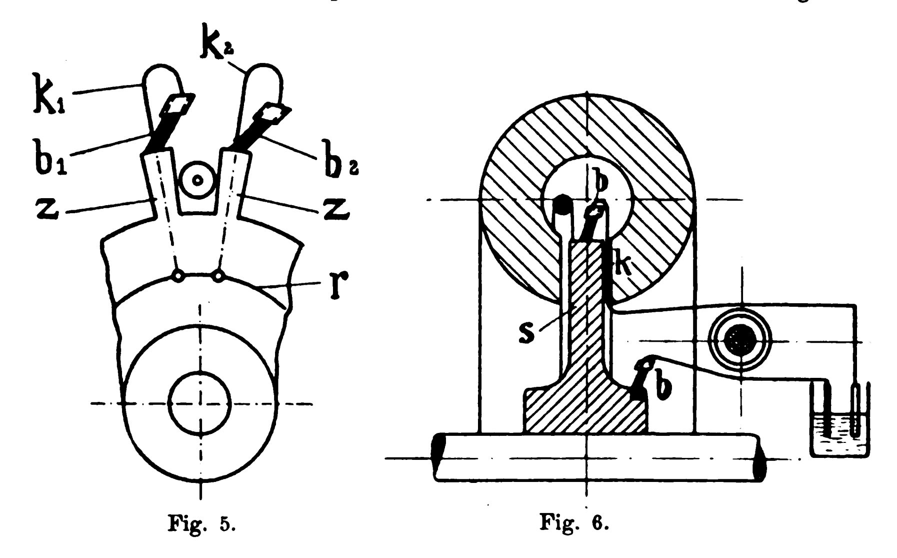


Fig. 5. Fig. 6.

angeordnet ist. Der größere magnetische Widerstand liegt hier im Schenkel *c*. An die Hochfrequenzmaschine ist hier nur die Wickelung des Schenkels *a* angeschlossen. Beim geschlossenen Schalter *s* fließt der von diesem Schenkel erzeugte Kraftfluß durch den Schenkel *c*, die Energie wird im Widerstand *r* verzehrt. Beim Öffnen des Schalters *s* fließt der Kraftfluß hauptsächlich durch den Schenkel *b*, die elektrische Energie also in die Antenne, während der Widerstand *r* nur einen geringen Energiebetrag verzehrt.

Dr. Arthur Scherbius in Frankfurt a. M. hat sich durch D. R. P. Nr. 267446 ein Verfahren zur Erzeugung oder Verstärkung von Wechselströmen hoher Frequenz schützen lassen. Er verwendet dabei schnellaufende, vom Wechselstrom erregte Unipolarmaschinen, deren Ankern die durch Rotation erzeugten Wechselströme entnommen werden. Das Wesen der Anordnung besteht darin, daß eine Bürste

bzw. ein Satz von Bürsten, die einem radialen Stück des speichenförmig unterteilten Rades entspricht, je zu einem besonderen (von anderen Leitern und dem Feldeisen isolierten) Leiter geführt wird, der das Erregerfeld wie eine Kompensationswickelung derart durchsetzt, daß die auf das Hauptfeld einwirkende Dämpfung durch transformatorisch erzeugte Ströme möglichst beschränkt wird. Diese Anordnung ist schematisch in Fig. 5 u. 6 dargestellt. s ist das Speichenrad, von dem in Fig. 5 zwei Zacken $z\,z$ dargestellt sind. $b_1\,b_2$ sind Bürsten, die durch je eine besondere Kompensationswickelung $k_1\,k_2$ mit dem Schlußring r verbunden sind.

(Eingesandt 15. Dezember 1913.)

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W. bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Siegfried Valentiner, Vektoranalysis. Sammlung Göschen Nr. 354. G. J. Göschensche Verlagshandlung, Leipzig, 2. Aufl., 1912. Geb. M. —.90

Internationaler Funkentelegraphenvortrag nebst Schlußprotokoll und Ausführungs-Übereinkunft. Abgeschlossen zu London am 5. Juli 1912. R. v. Deckers Verlag (G. Schenck) Berlin 1913. M. 1.10

H. Barkhausen, Die Sendemethoden der drahtlosen Telegraphie (Vortrag). Verlag Schulz & Co., Leipzig 1913.

Franz Bendt (5. Aufl. bes. von Georg Ehrig), Grundzüge der Differential und Integralrechnung. Verlag J. J. Weber, Leipzig 1913. M. 3.—

T. S. F., Revue Mensuelle de Radiotélégraphie et Radiotéléphonie. Direction et Rédaction (G. Flayelle), 36 rue de Mons à Valenciennes (Nord) Nr. 10, Octobre 1913.

A. E. G.-Zeitung, XVI, Nr. 6, Dezember 1913.

G. E. Petit et Léon Bouthillon, La Télégraphie sans Fil; La Téléphonie sans Fil; Applications Diverses. Librairie Ch. Delagrave 15 rue Soufflot, Paris 1913. Fr. 7.50, geb. Fr. 9.—

E. Rutherford, Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen. Band II. Handbuch der Radiologie, herausg. v. Erich Marx. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1914. M. 24.—, geb. M. 26.—

H. Thurn, Die Funkentelegraphie im Recht. (Eine rechts- und verkehrsgeschichtliche Abhandlung.) J. Schweitzer Verlag (Arthur Sellier), München, Berlin u. Leipzig 1913. M. 4.—

Alfred Denizot, Das Foucaultsche Pendel und die Theorie der relativen Bewegung. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1913. M. 3.—

(Eingesandt 15. Dezember 1913.)

Literaturverzeichnis.

Austin, L. W., Electrician 72, 176, 1913. A crystal contact disturbance preventer for radio-telegraphic receiving.

— Journ. Amer. Soc. of Nav. Engin. 24, 122, 1913. The work of the N. S. Naval radio-telegraphic laboratory.

Bernocchi, L'Électricien Nr. 1193, S. 292, 1913. Système de Bernocchi pour la transmission radiotélégraphique des images et dessins.

Boas, Hans, Ber. D. Phys. Ges. 15, 1130, 1913. Löschfunkenstrecke mit Elektroden aus hochschmelzenden Metallen, speziell Wolfram.

Bois du, H., Ann. Phys. 42, 903, 953, 1913. Theorie der Polarmaturen. Untersuchungen an Ringmagneten.

Boucherot, P., La Lum. Él. Tome XXIV (2), 166, 199, 230, 1913. Amortissement et amortisseurs des alternateurs.

Broughton, H. H., Electrician 72, 171, 1913. The Kathode-Ray oscillograph and its uses.

Bulgakow, N., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. T., S. 266, 1913. (Russisch). Integrierung der Differentialgleichung einer oszillierenden Entladung in einem Stromkreis mit veränderlichem Widerstand.

Burstyn, W., Elektrot. Ztschr. 34, 1225, 1913. Ein neues Verfahren zur Löschung des elektrischen Lichtbogens und seiner Anwendung auf Schalter und Unterbrecher.

Cady, W. G., Phys. Rev. N. S. Vol. II, Nr. 4, S. 244, Oktbr. 1913. Rotations in the iron arc.

Cohen, Louis, Electrical World Vol. 62, Nr. 18, S. 899, 1913. Effect of a short-circuited secondary on an oscillating circuit.

Duddell, W., Electrician 72, 278, 1913. Pressure rises.

Duschnitz, B., Elektrot. Ztschr. 34, 1334, 1913. Hitzbeständige Elektromagnetspulen.

Electrician 72, 253. 1913. Sir William Henry Preece.

Elektrot. Ztschr. 34, 1346, 1913. Das allbritische Funkentelegraphennetz. (Vgl. Electrician 71, 581, 1913.)

Evershed, S., Electrician 72, 318, 358, 1913. The characteristics of insulation resistance.

Fischer, K., Elektrot. Ztschr. 34, 1318, 1913. Beitrag zur Theorie der Zeitvektoren.

Fleming, J. A., Electrician 72, 184, 1913. Radio-telegraphic research.

Forest, Lee De, Electrician 72, 285, 1913 [s. auch Ztschr. für Schwachstr., Heft 22 u. 23, 1913]. The Audion-Detector and Amplifier. (Vgl. ebenda S. 377, Protest von Prof. J. A. Fleming.)

Gehrts, A., Ber. D. Phys. Ges. Heft 20, S. 1047, 1913. Die Ursache der Elektronenemission von Oxydkathoden.

Hope-Jones, F., Electrician 72, 185, 1913. Wireless Time Signals (Korrespondenz mit dem Engl. Postmaster-General, der eine Taxe auf die Benutzung von Zeitsignalstationen einzuführen beabsichtigt).

Kalähne, Alfred, Ann. Phys. 42, 1001, 1913. Einwellige gekoppelte Schwingungssysteme.

Korn, A., Ber. D. Phys. Ges. Heft 20, S. 924, 1913. Das Elektron als pulsierendes Teilchen mit konstantem Pulsationsquantum.

Koto, H. Ho and S., Electrician 72, 290, 1913. An electrostatic oscillograph.

Leimbach, Gotthelf, Phys. Ztschr. 14, 1226, 1913. Über eine Verminderung der Dämpfung von Hertzschen Oszillatoren bzw. Antennen in Marconischaltung. (Zugleich Antwort auf die Bemerkungen des Herrn

Gustav Mie zu meiner Arbeit über: Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge.)
Lutze, G., Phys. Ztschr. **14**, 1148 und Ber. D. Phys. Ges. **15**, 1100, 1913. Zusammenhang der Störungen des atmosphärischen Potentialgefälles mit den luftelektrischen Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie, nach Untersuchungen am Boden und im Freiballon.
— ebenda S. 1151 u. Ber. D. Phys. Ges. **15**, 1107, 1913. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen der drahtlosen Telegraphie längs der Erdoberfläche, nach Beobachtungen bei Freiballonhochfahrten.
Nature (London), Nr. 2298, S. 320, 1913. Licences for Wireless Telegraphy (Bericht im Anschluß an die Korrespondenz zwischen F. Hope-Jones und der Engl. Postbehörde betreffs der von letzterer beabsichtigten Erhebung einer jährlichen Taxe auf drahtlose Zeitsignal-Empfangsanlagen).
Nesper, Eugen, Helios **19**, 585, 597, 612, 1913. Neuere Frequenz- und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie.
Oseen, C. W., Phys. Ztschr. **14**, 1222, 1913. Über die elektromagnetischen Schwingungen an einem dünnen Ankerring.
Reisz, Eugen, Elektrot. Ztschr. **34**, 1359, 1913. Neues Verfahren zur Verstärkung elektrischer Ströme (Liebenröhre).
Ruppel, S., Elektrot. Ztschr. **34**, 1221, 1913. Erdungen zur Erreichung eines hohen Schutzwertes.
Siegbahn, Manne, Ann. Phys. **42** (4), 689, 1913. Untersuchungen über die Schwingungen von Telephonmembranen (I).
Szarvassi, Arthur, Ber. D. Phys. Ges. Heft 20, S. 941, 1913. Zur Elektrodynamik der Bogen- und Funkenentladung.
— Ann. Phys. **42**, 1031, 1913. Elektrodynamische Theorie der Lichtbogen- und Funkenentladung.
Talamo, F. L., Cim. (6) **6**, 48, 1913. Sullo smorzamento delle scariche oscillatorie.
Titanic-Konferenz in London, 12. November 1913. Elektrot. Ztschr. **34**, 1240, 1913.
Touchet, E., La Nature Nr. 2111, S. 396, 1913. La 2e conférence internationale de l'Heure. Création d'un Bureau international de l'Heure à Paris.
Turpain, Albert, Journ. de Physique, Oktbr. 1913, S. 792, L'inscription des signaux hertziens.
— Bull. de la Soc. internat. des Electricians III (3), April 1913. Les signaux Hertziens de l'heure. Inscription directe et sans calculs au centième de seconde près. La réception des radiotélégrammes au Morse à l'aide de relais extra-sensibles; applications à la géodésie de haute précision.
Wachsmuth, R. u. **Winawer, B.,** Ann. Phys. **42**, 585, 1913. Die elektrodenlose Ringentladung.
Waetzmann, E., Ann. Phys. **42** (4), 729, 1913. Die Entstehungsweise von Kombinationstönen im Mikrophon-Telephonkreis.
Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. **34**, 1279, 1913. Theorie der dielektrischen Nachwirkung.
Wirz, Emil, Bull. Schweiz. Elektrot. Verein Nr. 11, S. 365, 1913. Ein Beitrag zur Theorie und Berechnung der Stromwandler.

(Eingesandt 15. Dezember 1913.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 8. 1914. Heft 2.

Aus dem Gebiete der drahtlosen Meßtechnik.

Von **C. J. de Groot.**

Nachstehend werden einige Meßverfahren angeführt, welche von mir, wie ich annehme, zum ersten Male benutzt wurden, und zwar bei der Abnahme für meine Regierung von einigen Radiostationen mittlerer Größe in Niederländisch-Indien. Sämtliche Stationen sind von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, System Telefunken, geliefert, und zwar in der tönenden Löschfunkentype (2,5 und 5 T. K.). Die von mir erwähnten Meßverfahren dürften mehr allgemeines Interesse finden, zumal sie, wie z. B. bei den Strahlungsmessungen, eine bisher völlig unerreichbar genaue Wirkungsweise gestatten.

A. Meßverfahren zur Bestimmung der rein ausgestrahlten Energie einer Station.

Im Jahrbuche (Bd. 5 Heft 5 S. 499 ff.) gibt Herr J. Erskine-Murray ein Verfahren, das theoretisch zusagt. In der Praxis ist die Durchführung etwas schwierig, wenn auch innerhalb einer Genauigkeit von etwa 10 % möglich, wobei dann noch der Strahlungswiderstand ein nicht zu kleiner Teil des Gesamtwiderstandes sein darf.

Unabhängig von diesem Herrn benutzte ich damals ein analoges Verfahren, das nur in Details vom veröffentlichten abwich, und es wurde dann auch schon verwandt, bevor ich das betreffende Heft des Jahrbuches erhielt.

Der Grundgedanke der Methode war derselbe, und die Resultate hatten besonders deshalb sofort praktische Bedeutung, da der Einfluß auf die Gesamtstrahlung untersucht werden mußte bei Fortlassen der Turmisolation, was für eine der Stationen wegen Erdbeben erwünscht war, aus welchem Grunde eine stabilere Turmkonstruktion notwendig erschien.

Als Meßstation diente eine Vertikalantenne A, Fig. 1 (Blitzableiterlitze eines Fabrikschornsteines von ca. 45 m Höhe in einer Entfernung von ca. 10 km von der Station).

Als Stromanzeiger wurde ein sehr konstanter Kontaktdetektor D benutzt, welcher aperiodisch mit einem Galvanometer G und vorgeschalteter Drosselspule Sp in diese Antenne eingeschaltet wurde.

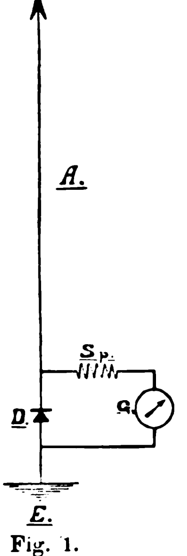


Fig. 1.

Das Verfahren wich insofern von dem des Herrn Erskine-Murray ab, daß mit gleichen Ausschlägen gearbeitet wurde, so daß eine Eichung des Stromanzeigers nicht erforderlich war. Die Messung verlief wie folgt: Unter Benutzung der normalen zu untersuchenden Antenne wurde in der Sendestation mit steigender Energie (durch stufenweises Zuschalten von Funkenstrecken) gegeben. Die Tonhöhe wurde sorgfältig nachreguliert, die an der Sendestation erhaltenen Luftdraht-Amperemeterausschläge wurden aufgezeichnet. Auf der Meßstation wurden die zugehörigen Galvanometerausschläge notiert.

Fig. 2 Kurve a gibt die Galvanometerausschläge α_g an als Funktion der an der Sendestation erzeugten Luftdrahtstromstärken (die neben der Kurve gesetzten Zahlen bedeuten die verwendete Anzahl von Funkenstrecken). Bei a ist die Maximalenergie für normale Antenne erreicht. Jetzt wird die Antenne so weit heruntergelassen, daß unter möglichst gleichbleibender Verlustdämpfung, die Strahlungsdämpfung um ca. 30 $^0/_0$ verringert wird. Dabei hält man den Primärenergieaufwand möglichst konstant dadurch, daß man an der Primäranlage nichts verstellt und die Erregung (Toneinstellung) konstant hält.

Bei dieser Antennenänderung ändert sich gewöhnlich die Abstimmung zwischen primärem und sekundärem Kreis. Mit dem Luftdrahtvariometer kann man in diesem Falle dieselbe Wellenlänge wieder herstellen, ohne die Verlustwiderstände zu ändern.

Eine Kontrolle, daß man jetzt mit derselben Antennenenergie arbeitet wie bei a hat man nur dadurch, daß, wenn man bloß dieses Variometer und weiter nichts verstellt, wieder ein reiner Ton und ein ausgeprägtes Strommaximum in der Antenne entsteht.

Wird jetzt mit der abnormalen (heruntergelassenen) Antenne ein Strich gegeben, so wird das Luftdrahtamperemeter am Sender einen größeren Wert anzeigen wie bei a, weil bei gleicher Antennen-

energie der Verlustwiderstand ungeändert geblieben ist und der Strahlungswiderstand kleiner gemacht wurde, also der Gesamtwiderstand kleiner wird. Der Ausschlag α'_g in der Meßstation wird natürlich kleiner wie bei *a* (Punkt *b*), weil die Gesamtstrahlung vermindert ist. Wir finden in dieser Weise den Punkt *b* der abnormalen Kurve und wir könnten die Kurve vervollständigen, indem wir wieder stufenweise die Sendeenergie verringern (nebengesetzte Zahlen bedeuten wieder die Anzahl von Funkenstrecken).

Wir werden aber weiterhin sehen, daß für die abnormale Kurve der Punkt *b* genügt.

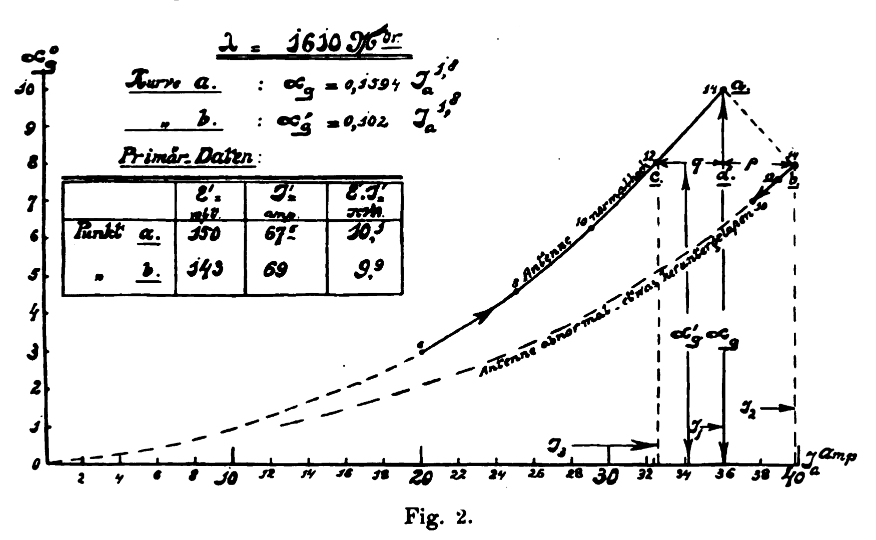


Fig. 2.

Nachdem die Antenne wieder normal hochgeführt ist, wird ein Punkt der normalen Kurve nochmals fixiert als Kontrolle auf die Stabilität des Detektors. Aus dieser Kurve *a* und dem Punkte *b*, Fig. 2, kann nun der Strahlungswiderstand berechnet werden, wenn wir den gesamten Antennenwiderstand kennen.

Nennen wir den normalen Strahlungswiderstand w_s, und denselben bei abnormaler, heruntergelassener Antenne w'_s, den gesamten normalen Antennenwiderstand w_t und denselben abnormal w'_t, so ist, weil der Verlustwiderstand konstant bleibt:

$$w_t - w'_t = w_s - w'_s = w_v \qquad \text{(I)}$$

Wir ersehen aus Fig. 2, daß für die Punkte *b* und *c*, für welche

bei gleicher Wellenlänge und Tonhöhe das Meßgalvanometer denselben Ausschlag $\alpha g'$ gibt, gleiche Energiemengen in der Meßantenne empfangen werden, also auch gleiche Energiemengen ausgestrahlt wurden (durch Änderung der Senderdämpfung ist dies nur richtig, wenn die Meßantenne ganz aperiodisch ist). Es gilt also für diese Punkte:

$$J_3^{\,2}\, w_s = J_2^{\,2}\, w'_s \tag{II}$$

Weiter weil für a und b, wie gesagt, die maximal totalen Energien die gleichen sind (d. h. man hat so eingestellt, daß man dies annehmen darf):

$$J_1^{\,2}\, w_t = J_2^{\,2}\, w'_t \tag{III}$$

Aus Gleichung (III):

$$J_2^{\,2}(w_t - w'_t) = (J_2^{\,2} - J_1^{\,2})\, w_t \tag{IV}$$

Aus Gleichung (II):

$$J_2^{\,2}(w_s - w'_s) = (J_2^{\,2} - J_3^{\,2})\, w_s \tag{V}$$

Die ersten Glieder von Gleichungen (IV) und (V) sind identisch laut Gleichung (I), also ist

$$(J_2^{\,2} - J_1^{\,2})\, w_t = (J_2^{\,2} - J_3^{\,2})\, w_s$$

oder:

$$w_s = \frac{J_2^{\,2} - J_1^{\,2}}{J_2^{\,2} - J_3^{\,2}}\, w_t = \frac{J_2 - J_1}{J_2 - J_3}\, w_t \cdot \frac{J_1 + J_2}{J_2 + J_3} \cong \frac{J_2 - J_1}{J_2 - J_3}\, w_t$$

Stellt also Fig. 2 in einem gewissen Maßstabe $c\,b$ den gesamten Antennenwiderstand w_t dar, dann ist $p = b\,d \cong w_s$ und $q = c\,d \cong w_v$ (Verlustwiderstand).

Dieses Verfahren ermöglicht es daher, ohne die Eichung des Meßsystemes zu kennen, bloß aus den Angaben des Antennenamperemeters (Kurve a und Punkt b, Fig. 2) den Strahlungswiderstand in übersichtlicher Weise zu bestimmen, wenn man den Gesamtwiderstand der Antenne kennt. Die Methode ist leicht durchführbar falls man

$w'_s \cong 0{,}7\, w_s$ macht, d. h.
$w'_t \cong 0{,}8\, w_t$ in gewöhnlichen Verhältnissen.

Wo die Methode sich auf ganz analoge Gesetze stützt, wie das Erskine-Murray-Verfahren, kann man von einer neuen Methode nicht reden, vielmehr handelt es sich nur um eine geeignetere Verwendung für die Praxis. Dieselben Fehler, welche der Erskine-Murray-Methode anhaften, besitzt auch dieses Verfahren; wie aber im Anfange



gesagt, kann ein Gesamtfehler größer als 10 % nur gemacht werden in Fällen wo w_s sehr klein ist gegen w_t.

Weiter kann man die Angaben noch dadurch kontrollieren, daß man bei derselben Antenne diese Methode für verschiedene Wellenlängen verwendet. Das Verhältnis der dabei erhaltenen Einzelwerte kann alsdann nachkontrolliert werden aus den verschiedenen Kurven *a* für die diversen Wellenlängen. Die Kurven *a* sind nämlich alle von der Gleichung:

$$\alpha_g = k J_a^n$$

In Fig. 2 ist

$$k = 0{,}1594$$
$$n = 1{,}8$$

Hierbei ist n von der benutzten Wellenlänge in geringerem Maße abhängig, k aber nicht, falls die Meßantenne aperiodisch ist. Die Werte von k sind vielmehr den Strahlungswiderständen bei den zugehörigen Wellenlängen direkt proportional.

Nimmt man den für eine günstigste Wellenlänge gefundenen Wert für w_s als den richtigen an, so kann man aus den a-Kurven w_s für die anderen Wellenlängen berechnen.

Die so berechneten Werte müssen gut übereinstimmen mit den gemessenen.

Die Abweichungen, die man tatsächlich findet, sind denn auch meistens zulässig, aber immerhin haften beiden Methoden die gleichen Fehler an, die ich durch eine neuere Methode fast gänzlich habe umgangen.

Die anhaftenden Fehler sind:

1. Man muß w_t, den gesamten Antennenwiderstand, kennen, und dieser ist meistens nicht sehr genau bekannt.

2. Man muß sicher sein, daß bei den Punkten *a* und *b* (total max. Antennenenergie) die totalen Antennenenergiemengen dieselben sind. Die Kontrolle hierauf ist unzuverlässig.

3. Wie schon vorher angedeutet, darf man bei konstanter Wellenlänge aus der Gleichheit der Meßströme bloß dann auf Gleichheit der ausgestrahlten Energien schließen, wenn außerdem die Dekremente der ausgesandten Wellen in beiden Fällen dieselben sind, was eben bei der angegebenen Methode nicht der Fall ist, es ist vielmehr eine Änderung des Gesamtdekrementes um ca. 20 % für die Messung Grundbedingung.

4. Man muß beim Herunterlassen der Antenne sicher darüber sein.

daß man nur den Strahlungswiderstand, nicht aber den Verlustwiderstand ändert.

Nachstehend gebe ich eine vollständig neue Methode[1]) an, welche einfacher und zuverlässiger ist als alle anderen Meßverfahren in der Radiotechnik und bequem ohne andere Vormessungen oder Umrechnungen Aufschluß gibt über die wichtige Frage: Wieviel Energie strahlt eine Station aus bei den benutzten verschiedenen Wellenlängen?

Bei dieser neuen Methode sind erfreulicherweise die ersten drei der vier oben erwähnten Fehlerquellen ausgeschaltet. Den vierten Fehler kann man durch angemessenes Herunterlassen der Antenne leicht ausschalten.

Erste Fehlerquelle:

Die Abhängigkeit vom totalen Antennenwiderstand bot große Fehlermöglichkeiten, weil der Gesamtwiderstand bis jetzt nicht sehr genau zu bestimmen war; man war hier angewiesen:

1. auf die Bjerknes-Methode der Dämpfungsmessung und Bestimmung der Antennenkapazität bei der benutzten Wellenlänge, sodann war $w_t = \dfrac{150\,\mathfrak{d}\,\lambda}{c_a}$ bekannt.

Diese Formel gab immer unmöglich große Werte[2]). Oft ergab

1) Die Methode ist insofern nicht neu, als dabei der Strahlungswiderstand, wie beim Erskine-Murray-Verfahren geändert wird durch Änderung der Strahlungshöhe der Antenne; neu ist aber der Gedanke der Kompensation dieser Änderung des Strahlungswiderstandes durch eingeschalteten bekannten Verlustwiderstand, wodurch der Verlustwiderstand direkt bestimmt wird ohne Benutzung des gesamten Antennen-Widerstandes, und wodurch die drei ersten der vier genannten dem Erskine-Murray (und auch meiner Variante) anhaftenden Fehlerquellen ganz umgangen sind. — Ich wage es um so mehr von einer neuen Methode zu sprechen weil meine erste Variante, wie im Anfang hervorgehoben, unabhängig von Herrn Erskine-Murray gefunden wurde.

2) Dann waren wohl die Bestimmungen falsch oder die Bedingungen der Bjerknesschen Methode nicht erfüllt. Die Redaktion.

Die Bestimmungen waren nicht falsch — dieselben Resultate fanden auch die Telefunkeningenieure, obgleich ganz andere Meßapparate benutzt wurden. Die Bedingungen der Bjerknes-Methode waren insoweit nicht erfüllt, weil die Resonanzkurven nicht rein waren, vielmehr besonders am Fuße Koppelungsverdickungen zeigten (oft sogar noch ziemlich nahe an der Kurvenspitze), welche bekanntlich aus der Energieübertragungsperiode vom Primärkreis auf die Antenne herrühren. Weil sogar an der Spitze die Kurve nicht ganz rein ist, sind diese Ansätze schwer trennbar, wodurch Ungenauigkeiten entstehen; dies mag auch wohl der Grund sein, weshalb



die daraus berechnete Antennenenergie gleich viel, oder sogar mehr, als man aus den bekannten Daten des Kondensatorkreises errechnen konnte, und wovon dann die Kondensatorkreisverluste noch abgezogen werden mußten.

Weiter waren durch die getrennte Bestimmung von $\mathfrak{b}_a$ und c_a zwei Fehlerquellen gegeben.

2. Auf die Methode durch direkte Widerstandseinschaltung im Strombauch.

War die Antennenstromstärke vor Einschaltung J_a und nach Einschaltung von $w_1\ \Omega$ auf J'_a gefallen, dann war

$$w_t = \frac{J'^2_a}{J_a^2 - J'^2_a} w_1$$

wo bei fester Koppelung und Stoßerregung die Antennenenergie in beiden Fällen die gleiche bleiben mußte. Wie bei der Erskine-Murray-Methode zur Strahlungsmessung hat man darüber nun keine zuverlässige Kontrolle, und man konnte sicher sein dies nicht zu erreichen, wenn man w_1 groß machte.

Nimmt man andererseits w_1 klein, so wird $J_a^2 \cong J'^2_a$ und ein kleiner Fehler in den Ablesungen oder in der Eichung des Luftdrahtamperemeters gibt ein sehr ungenaues Resultat. Zwar habe ich neuerdings durch stufenweise Einschaltung von Widerstand eine zuverlässigere Methode gefunden, aber es ist immerhin ein großer Vorteil meiner neuen Strahlungsmeßmethode, daß dieser Faktor, der totale Antennenwiderstand, ausgeschaltet ist.

3. Auf die Methode der künstlichen Antenne. Diese Methode ist vielleicht die genaueste, will man sie aber konsequent und für Vollbelastung durchführen, so wird sie sehr umständlich.

Die erste Fehlerquelle ist dadurch bei meiner neuen Methode umgangen, daß dabei, wie weiter einleuchten wird, nicht mit einem ungenau bekannten Gesamtwiderstand verglichen wird, sondern mit einem bekannten Manganinwiderstande.

Zweite Fehlerquelle. Wie gesagt rührt etwaige Ungenauigkeit daher, daß man die Gleichheit der Antennenenergiemengen bei den Punkten a und b (Fig. 2) nur überschlagsweise kontrollieren kann aus den Angaben der Primärinstrumente und der Reinheit des Tones.

---

die damals von Telefunken zur Kontrolle des Wirkungsgrades des Löschfunkensystems nach Berlin eingeladenen englischen Gelehrten, den demonstrierten, nach diesem Verfahren bestimmten, Wirkungsgrad zu groß fanden im Vergleich zu der von mir unter 2. angegebenen Methode.

Da verläßliche Hochfrequenzwattmeter meines Wissens nicht existieren, muß man sich damit begnügen zu kontrollieren, ob in beiden Fällen das Produkt aus Spannung und Stromstärke dasselbe bleibt in der Primäranlage, ohne daß man etwas von der Veränderung weiß.

Und wenn auch Wattmeter zur Verfügung stehen würden, so hat man noch keine Sicherheit, daß bei gleicher Primärleistung die Antennenenergie nach dem Herunterlassen der Antenne ungeändert geblieben ist.

Es sind viele Gründe, die dafür sprechen, daß wenn auch die Erregung konstant gehalten wird, die Energien ungleich sein müssen und zwar:

1. Beim Herunterlassen der Antenne muß sich die Antennenkapazität und daher der Koppelungsgrad ändern.

2. Aus dem gleichen Grunde muß sich die Antennendämpfung ändern und für genaue Messung ist ca. 20 % Änderung notwendig.

3. Die Stromstärke steigt — es können Verluste vorhanden sein, die von dieser Stromstärke abhängig sind.

Das letzte ist am wenigsten wichtig, wird bei der neuen Methode aber gänzlich umgangen, weil dabei die Stromstärken gleich gemacht werden. 1. ist gleichfalls nicht sehr wichtig. Bei den erforderlichen Verhältnissen wird die Kapazität nur um ca. 1 %, der Koppelungsgrad also bloß um ca. $^1/_2$ % geändert.

Betrachtet man nun die Koppelungskurve Fig. 3 (Antennenstrom als Funktion des Koppelungsgrades), so sieht man, daß in dem flachen Teile bei x eine derart kleine Änderung des Koppelungsgrades keinen Einfluß hat auf die Energieaufnahme in dem Luftnetze.

Würde ein Einfluß nachweisbar sein, so kann man diesen Fehler leicht korrigieren dadurch, daß man durch Messung in beiden Fällen den Koppelungsgrad feststellt und gleich groß macht.

Fehlerquelle 2. ist weitaus die schlimmste, und es ist als Hauptverdienst des neuen Verfahrens zu betrachten, daß diese beseitigt ist.

Auch aus der Theorie geht hervor, daß die Dämpfung des Antennenkreises von großem Einfluß ist auf die Energieübertragung vom Flaschenkreise auf die Antenne, und wo hier die Messung eine Änderung von ca. 20 % dieses Wertes erforderte, kann der Einfluß bedeutend sein.

Dies ging dann auch aus den Angaben der Primär-Meßinstrumente hervor. Bei der Messung von Fig. 2 zeigten z. B.:

beim Punkt a: $E_1 = 150$ Volt $J_1 = 67^5$ Amp. = 10,1 K. V. A.
„ „ b: $E_1 = 143$ „ $J_1 = 69$ „ = 9,9 „

Also ist in der scheinbaren Energie bloß ein Unterschied von

2 % nachweisbar, jedoch zeigt die Tendenz der Spannungserniedrigung (gleich bedeutend mit Funkenspannungsabnahme) und Stromerhöhung

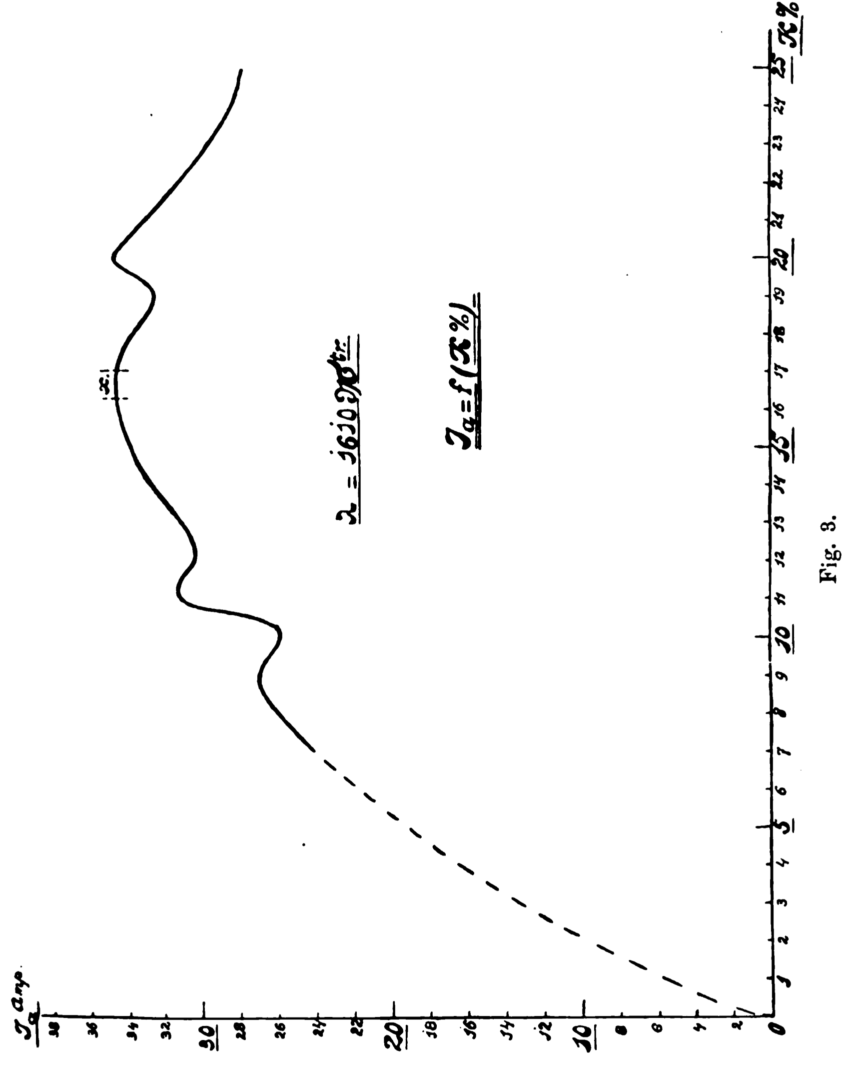


Fig. 3.

bei abnormaler Antenne, daß ungeachtet dieser relativen Gleichheit der scheinbaren Primärenergie, die Energieübertragung auf die Antenne in beiden Fällen ganz verschieden ist.

Dritte Fehlerquelle. Wie schon hervorgehoben, bedingt bei konstanter Wellenlänge Gleichheit der Sendeenergie noch keine Gleichheit des Stromes in der Empfangsantenne (vide Reich [Phys. Ztschr. 13, 228, 1912] und auch Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie von J. Zenneck, 2. Auflage 1913, Seite 203).

Nennt man nämlich die Sendestromstärke $J_{1\,\mathrm{eff.}}$, so ist die elektrische Feldstärke bzw. die in der Meßantenne erregte E.M.K.

$$E_{\mathrm{eff.}} = k\,J_{1\,\mathrm{eff.}} \tag{I}$$

Sind nun die ankommenden Senderwellen gedämpft (Dekrement $\mathfrak{d}_1$), und ist die Dämpfung der Empfangsantenne $\mathfrak{d}_2$, dann wird die Empfangsstromstärke:

$$J_{2\,\mathrm{eff.}} = k^1 \frac{E_{\mathrm{eff.}}}{\sqrt{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}} = c \cdot \frac{J_1}{\sqrt{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}} \tag{II}$$

Hierbei ist $\mathfrak{d}_2$ = konstant, also $J_{2\,\mathrm{eff.}}$ und somit auch α_g in Fig. 2 ist bei konstanter Wellenlänge nicht nur von der Sendestromstärke sondern auch von der Wellendämpfung $\mathfrak{d}_1$ abhängig, man muß also die normale und abnormale Antenne $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$ kennen.

Die Erskine-Murray-Methode ist also nur dann in dieser Hinsicht genau, wenn

1. man alle diese Dämpfungen genau kennt (Methode Reich) oder
2. wenn $\mathfrak{d}_1$ in beiden Fällen = 0 ist und man also mit ungedämpften Schwingungen arbeitet oder
3. wenn $\mathfrak{d}_2 \gg \mathfrak{d}_1$ ist, d. h. wenn man stark gedämpfte (aperiodische) Empfangsschaltung hat (was von Erskine-Murray dann auch empfohlen wird).

Obwohl ich bei meinen Messungen dies auch anstrebte, war der Einfluß der Dämpfungsänderung doch merkbar.

In Fig. 4 stellt die $b\,d$-Linie α_g als $f(J_a \cdot \mathfrak{d}_a)$ vor; hier ist nämlich die Änderung des Sendestromes durch Einschalten von Widerstand ausgeführt.

Die Kurve $b\,e$ dagegen stellt α_g als $f(J_a)$ vor, also bei konstanter Antennendämpfung; die Änderung der Stromstärke geschah hierbei durch Abschalten von Funkenstrecken.

Bei derselben Wellenlänge und gleichem Sendestrom geben also die beiden Kurven im allgemeinen ungleiche Ausschläge α_g nur nicht für den Schnittpunkt b. Hier sind beide Ausschläge gleich, weil außerdem die Dämpfungen gleich sind.

In c z. B. ist der Unterschied in α_g schon 2,5 %, hieraus resultiert bei Verwendung der Erskine-Murray-Methode ein Fehler von 4 % im Endresultat.

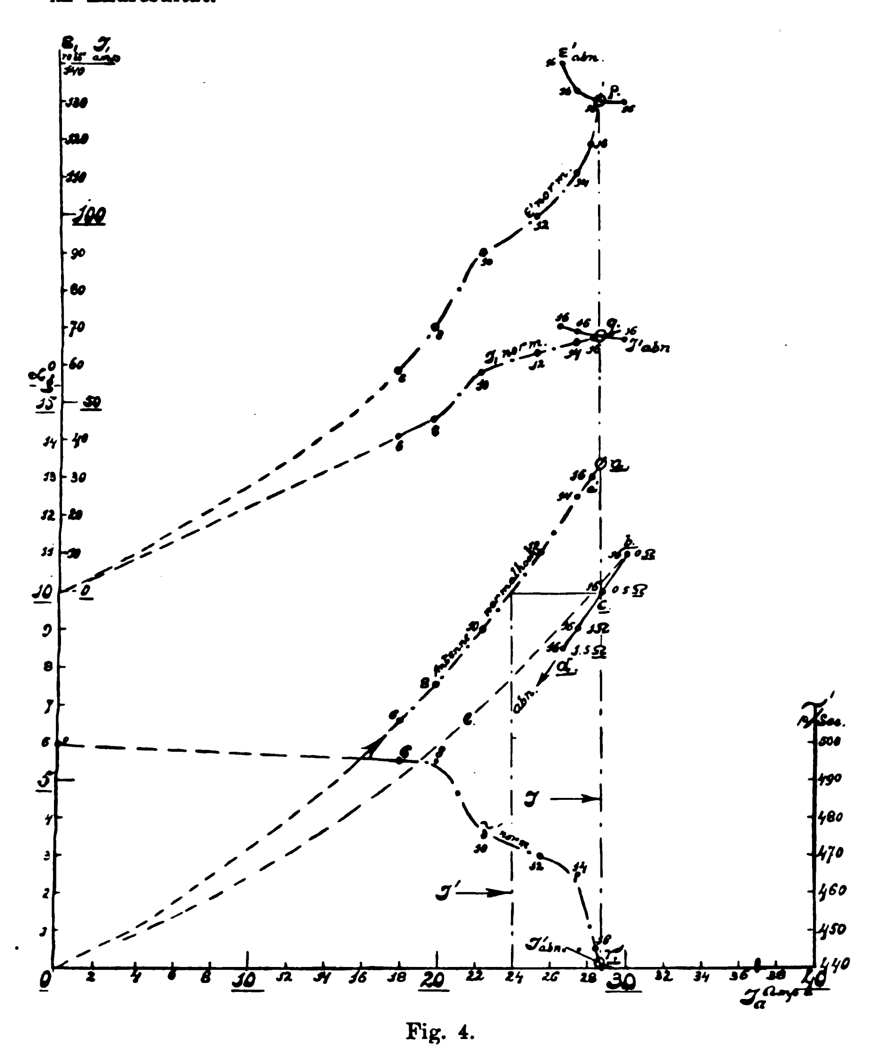


Fig. 4.

Bei meiner neuen Methode wird auch diese dritte Fehlerquelle ausgeschaltet, weil dabei nur Punkte verglichen werden, in denen die Gesamtdämpfung dieselbe ist.

Neues Verfahren.

Zur Vermeidung aller dieser Fehlerquellen wird bei der neuen Methode wie folgt verfahren:

Die Meßstation ist genau wie früher eingerichtet.

Die Kurve *a* wird in derselben Weise aufgenommen wie früher (Fig. 2 bzw. Fig. 4).

Auch jetzt wird, wenn *a* erreicht ist, die Erregung konstant gehalten, die Antenne heruntergelassen und mit dem Variometer die Einstellung nachkontrolliert und der Punkt *b* festgestellt. Nun aber tritt der Unterschied gegenüber der alten Methode auf. Es wird jetzt bei konstanter Erregung stufenweise kapazitäts- und induktionsfreier Widerstand eingeschaltet (unterteilter Manganindraht in ×××-Wickelung, welcher wieder ⊏⊐-förmig montiert ist).

Die Änderung der Meßausschläge als Funktion der durch die Einschaltung auftretenden Antennenstromstärken zeigt die Kurve *b d* Fig. 4.

Die Überlegung ist nun die folgende:

Falls wir die Änderung der Energieaufnahme in der Antenne vernachlässigen können, die von der Änderung des Koppelungsgrades herrührt durch Herunterlassen der Antenne, oder wir kompensieren diese und fügen bei konstanter Erregung genau soviel Verlustwiderstand der Antenne zu wie wir an Strahlungswiderstand (durch Herunterlassen) verlieren, so muß an diesem Punkte der Kurve *b d* der Gesamtantennenwiderstand derselbe sein wie für Kurve *a*.

Wo nun Koppelungsgrad und Antennenwiderstand in beiden Fällen gleich sind, muß bei konstanter Erregung die Übertragung auf die Antenne dieselbe sein und es müssen an diesem Punkte die Anweisungen vom Primäramperemeter, Primärvoltmeter und Luftdrahtamperemeter genau übereinstimmen für beide Fälle.

In Fig. 4 sieht man, daß dies für die Vertikallinie *a c* streng gilt.

Bei *p* nämlich schneiden sich die E'-Linien (Klemmenspannung primär).

Bei *q* die J'-Linien (Stromstärke primär), und wo die Schnittlinie *p q a c* eine Vertikallinie ist, besteht bei *a* und *c* dieselbe Antennenstromstärke.

Eine weitere Kontrolle, daß an diesem Punkte wenigstens die Primärenergien gleich sind, liefert der Abfall der Tourenzahl bzw. Frequenz der Maschine, die sich im vorliegenden Falle bei Belastung stark änderte. Bei gleicher Energie muß also die Tourenzahl dieselbe

sein. Dies ist im vorliegenden Falle dann auch genau der Fall (Fig. 4 Punkt r). Aus Fig. 4 geht jetzt hervor:

$$w'_s : w_s = J_1^2 : J^2 \qquad (I)$$

(dies gilt jetzt auch für gedämpfte Wellen, weil die Gesamtdämpfung in beiden Fällen dieselbe ist)

$$w_s - w'_s = \text{bei } c \text{ eingeschalteter Widerstand } (0{,}5\ \Omega) \qquad (II)$$

da für c der eingeschaltete Widerstand gleich der Verminderung des Strahlungswiderstandes ist.

Aus Gleichungen (I) und (II) ist w_s direkt lösbar, da J, J' und der eingeschaltete Widerstand bekannt sind.

Diese genaue Methode zur Messung der von einer Station bei bestimmten Wellenlängen ausgestrahlten Energie dürfte einem Bedürfnis in der Radiotechnik abhelfen. Wenn man den Widerstand sofort hinter das Amperemeter schaltet, man also wirklich weiß, daß dieser Widerstand von der angezeigten Stromstärke mit dem Formfaktor = 1 durchlaufen wird, so ist die total ausgestrahlte Energie

$$W_s = J_a^2 w_s \text{ Watt}$$

Im vorliegenden Falle ist w_s (neue Methode) = **1,665** Ω, w_s (nach Erskine-Murray aus a' und b) = **1,76** Ω.

$W_s = J_a^2 w_s$ = **2,18** KW. (Amperemeter mit Shuntverhältnis 1 : 1,20)
W_t = **5,58** KW. (garantiert 5 TK.)
$W_1 = E_2 J_1$ = **7,9** K.V.A. (in Wirklichkeit **13,25** KVA., da das Primäramperemeter falsch anzeigt)

Von jetzt an kann man also vom Fabrikanten eine bestimmte Garantie in ausgestrahlten KW verlangen bei bestimmter Wellenlänge, was präziser ist als eine Garantie für totale Antennenenergie, und wo das Meßverfahren zur Kontrolle einfach durchführbar und genau ist, sind Uneinigkeiten darüber fast ausgeschlossen.

B. Meßverfahren zur Bestimmung der Kapazität einer Antenne [1]).

Gewöhnlich bestimmt man diese durch Serienschaltung einer bekannten Kapazität in der Antenne und beobachtet die dadurch bedingte Änderung der Wellenlänge.

Man nimmt dabei an, daß durch diese Einschaltung die Kapazität und Selbstinduktion der Antenne selbst sich nicht ändert.

1) Vgl. die interessante Arbeit des Herrn Esau (Jahrb. **6**, 575), welcher die gleiche Frage bereits eingehend behandelt hat.



Dies gilt aber bloß für ganz kleine Änderungen in der Wellenlänge, also für ziemlich große eingeschaltete Kapazität. Unter dieser Annahme ist dann die gesuchte Antennenkapazität

$$C_a = C_1 \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{\lambda_2^2} \cdot$$

Nun muß man $\lambda_1 \cong \lambda_2$ halten, in diesem Falle aber wird ein kleiner Meßfehler bei der Bestimmung von λ_1 und λ_2 in hohem Maße in C_a übergehen, also ist die Methode ungenau.

Um eine genauere Methode anwenden zu können, muß man nur Zustände in Betracht ziehen, wobei mit gleichbleibender Wellenlänge gearbeitet wird. Zur Verdeutlichung sei angenommen (Fig. 5), die Antennenselbstinduktion L_a^0 bei Eigenschwingung (auf der Zeichnung 37,500 cm) sei bekannt; dann ist sie bei Verlängerung bequem zu berechnen [$L_a = f(\lambda)$ Fig. 5).

Übrigens kann man ohne großen Fehler mit L_a = konstant rechnen, weil die Verringerung bei der Verlängerung ziemlich klein ist, besonders gegenüber der Gesamtselbstinduktion, womit weiter gerechnet wird (bei Verlängerung sind große Selbstinduktionen in Serie geschaltet). Schaltet man nun in die Antenne bekannte Selbstinduktionen (Sp_1, Sp_2, Sp_3 usw.) und betrachtet man die dadurch entstehenden Wellenlängen als Funktion dieser Verlängerung, so bekommt man die Kurve *I* Fig. 5.

Schaltet man aber eine bekannte Kapazität C_1 (hier 5775 cm) in Serie mit der Antenne und wiederholt man die Verlängerung, so bekommt man die Kurve *II*.

Die alte Methode verglich nun zwei Punkte *a* und *b*, welche aber verschiedene Wellenlängen, also auch verschiedene C_a und L_a besitzen.

Führt man die alte Methode für die angegebenen Daten der Kurven *I* und *II* durch, so erhält man die Kurve *p*, welche $C_a = f(L_t)$ darstellt.

Wir werden weiterhin sehen, daß diese Kurve *p* ganz fehlerhafte Resultate gibt. Es läßt sich leicht berechnen, daß von der Kurve *p* nur ein Punkt richtig ist, und zwar für den Punkt λ_I, wobei

$$C_{a_{\lambda_{II}}} = \frac{\lambda_I^2 - \lambda_{II}^2}{\lambda_{II}^2} C_1$$

d. h. für $C_{a_{\lambda_{II}}} = C_{a_{\lambda_I}}$, hierbei ist

λ_I ein Punkt von Kurve *I*,

λ_{II} ein Punkt von Kurve *II*, vertikal unter λ_I gelegen,

$C_{a_{\lambda_{II}}}$ die beim letzten Punkte gehörende Kapazität.

Dieser Punkt existiert aber nicht, wird angenähert für den Wert wo gleichzeitig die Kurve I am steilsten und die C_a-Kurve am flachsten ist, d. h. ungefähr Punkt f.

Betrachtet man aber zwei Punkte A und B von den Kurven I

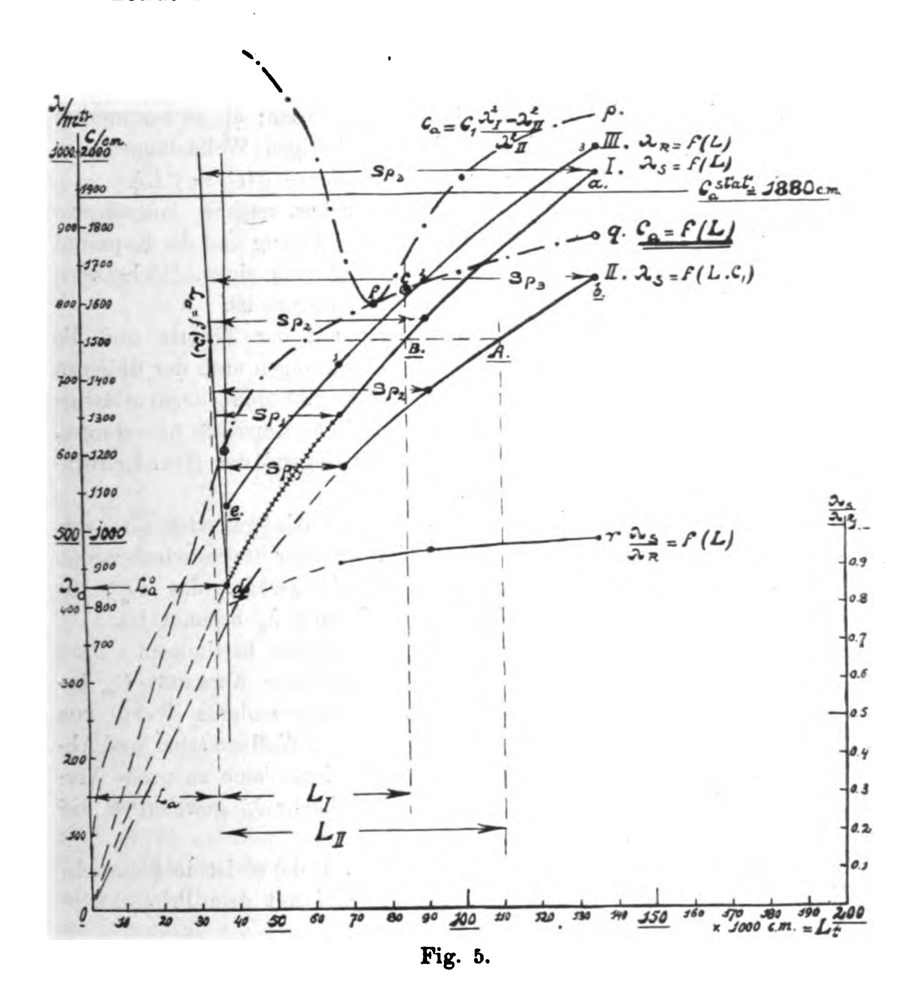


Fig. 5.

bzw. II auf derselben Horizontallinie, so sind für diese, bei gleicher Wellenlänge aufgenommenen, Punkte die Kapazität und Selbstinduktion des Luftnetzes selbst die gleichen. Für diese Punkte sind nun die resultierenden Kapazitäten

$$\frac{C_\lambda \cdot C_1}{C_\lambda + C_1} \text{ bzw. } C_\lambda$$

und die resultierenden Selbstinduktionen $(L_A + L_2)$ bzw. $(L_A + L_1)$ und wo für A und B die Wellenlängen gleich sind, ist

$$\frac{C_\lambda \cdot C_1}{C_\lambda + C_1} (L_A + L_2) = C_\lambda (L_A + L_1)$$

Aus dieser Gleichung kann C_λ erhalten werden; die so bestimmten Werte für C_λ sind vertikal über den zugehörigen Wellenlängen von Kurve I eingezeichnet (C), sie ergeben die Kurve $q\,(C_a = f\,L_t)$.

Diese Kurve q zeigt also ein zuerst schnelles, nachher langsameres Ansteigen der Antennenkapazität mit der Verlängerung und die Kapazität nähert sich asymptotisch für größere Verlängerung einem Höchstwert, welche gleich der statischen Kapazität der Antenne ist.

Dieser Verlauf ist ganz im Einklang mit der Theorie und die Kurve p, welche man aus denselben Beobachtungen nach der üblichen Methode durch Kapazitätseinschaltung erhält, gibt ganz unzuverlässige Resultate; meistens Werte, die sogar die statische Kapazität übersteigen, also unmögliche Werte. Besonders in der Gegend der Grundschwingung sind die Fehler beträchtlich.

Die von mir angegebene graphische Methode gestattet also eine viel genauere Bestimmung dieses Hauptfaktors einer Stationseinrichtung.

Angenommen ist hierbei allerdings, wie gesagt, das $L_a{}^0$, die Antennenselbstinduktion bei der Eigenschwingung λ_0 bekannt ist.

Diese kann man auch mit großer Annäherung bestimmen. Dazu muß die Eigenschwingung λ_0 und die zugehörige Kapazität C_{a_0} bestimmt werden. λ_0 kann man nicht, wie die anderen Werte von Kurve I, mit dem durch den Summer erregten Wellenmesser und Abhörspule (bzw. Empfangsapparat) messen, da hierzu eine zu große Verlängerung der Antenne nötig ist, es wird vielmehr λ_0 gewöhnlich wie folgt gemessen (Fig. 6).

Die Antenne A mit Gegengewicht (bzw. Erde) G ist in gebräuchlicher Weise mittels der Koppelungsspule KS mit dem Primärkreise gekoppelt; es sind:

C die Flaschenkapazität,
F die Löschfunkenstrecke,

und mittels des Luftdrahtvariometers LV wird auf maximale Stromaufnahme im Luftdraht einreguliert. Die eingestellte Wellenlängengröße ist ziemlich gleichgültig, aber des bequemen Messens wegen wird sie ungefähr 1,5 bis 2 mal λ_0 gewählt.

Direkt zwischen Antenne und Gegengewicht ist eine zweite Strombahn geschaltet, bestehend aus einer regulierbaren Zinkfunkenstrecke F, und einer kleinen Meßwindung MS, mit welcher Windung ein Wellenmesser mit Abhörvorrichtung gekoppelt wird. Beim Einstellen des Luftdrahtstrommaximums ist F_1 so groß gestellt, daß Funkenübergang dort nicht stattfindet. Nach der Einstellung wird F_1 eingeschraubt

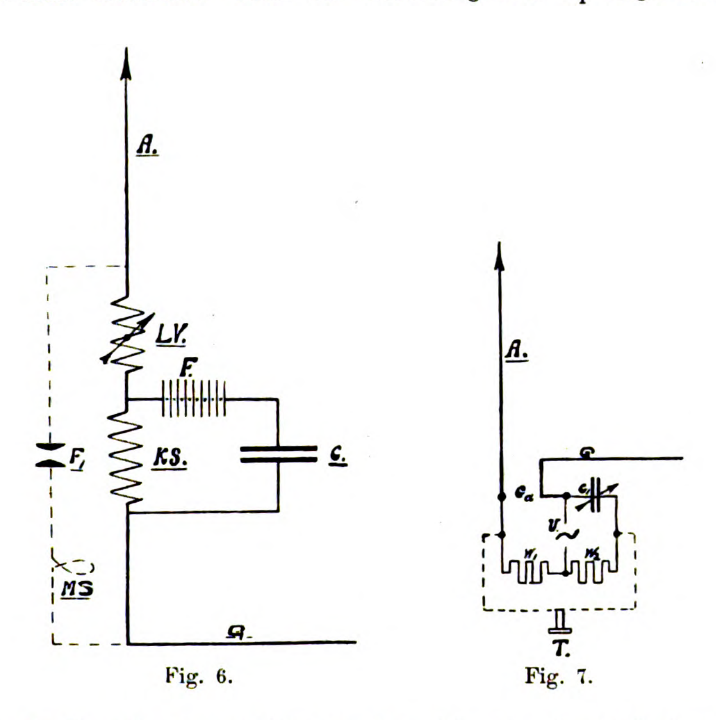


Fig. 6. Fig. 7.

und die Einstellung geschieht dermaßen, daß einerseits die Entfernung groß genug gehalten wird, um genügende Energie vor Funkenübergang in der Antenne aufspeichern zu können und das Entstehen von Lichtbogen zu verhüten, andererseits daß nicht durch zu lange Funkenstrecke die Dämpfung zu groß wird, weil alsdann ein Abhören schwierig ist. Nach einiger Übung gelingt dies leicht. Die normale Einrichtung dient also hauptsächlich zum Aufladen der Antenne, während die Energie teilweise über F_1 mit der Eigenschwingung ausschwingt. Diese λ_0 kann also abgehört werden bei MS und in dieser Weise wurde der Punkt d aus Kurve I Fig. 5 bestimmt, der gut in die weitere Kurve hineinpaßt.

Die Eigenschwingung λ_0 ist somit genau bekannt.

Wenn wir also die Kapazität bei λ_0 bestimmen können, ist L_a^0 berechenbar.

Um C_{a_0} zu finden, muß man in erster Annäherung annehmen, daß bei der zu untersuchenden Antenne wie bei der einfachen linearen Antenne $C_{a_0} = \frac{2}{\pi} \times$ die statische Kapazität ist.

Dies trifft für Gebilde, bei denen die Eigenschwingung nicht annähernd viermal die Drahtlänge ist, ziemlich genau zu. Wenn man diese Länge weiß, hat man aus der gemessenen Eigenschwingung, Anhalt darüber, ob eine Korrektion nötig ist; eine große Genauigkeit ist in erster Annäherung nicht erforderlich.

Für andere Formen ist der Reduktionsfaktor berechenbar. Die statische Kapazität nun kann mit der hochohmigen Telephonbrücke (Fig. 7) direkt gemessen werden.

Es ist wieder:

A die Antenne, G das Gegengewicht (bzw. Erde), C_1 ein Drehkondensator mit Luftfüllung, w_1 und w_2 gleiche induktions- und kapazitätsfreie Widerstände, U ein Stimmgabelunterbrecher für zirka 500 Unterbrechungen pro Sekunde, T ein Telephon.

Für Antennenkapazitäten von 1000—3000 cm sind die Widerstände w_1 und w_2 und der Widerstand des Telephons vorteilhaft mit je ca. 1000 Ω zu bemessen; für den Wert $C_1 = C_{a\,stat}$ findet man dann ein ausgeprägtes Minimum im Telephon.

In Fig. 5 ist die so gefundene Kapazität = 1880 cm eingezeichnet, die Kurve q nähert sich bei größerer Verlängerung asymptotisch diesem Werte.

Aus $\frac{2}{\pi} \cdot 1880$ cm und λ_0 ist jetzt L_{a_0} bekannt, und es kann die Methode wie oben beschrieben durchgeführt werden; gibt jetzt C_{a_0} einen größeren Wert als $\frac{2}{\pi} \cdot C_a$ statt, so ist der Wert für L_{a_0} zu korrigieren und die Methode in zweiter Annäherung zu wiederholen.

Die angeführte Methode zur Bestimmung von λ_0 ist aber für die Löschfunkenstrecke sehr nachteilig, da durch den Antennenkurzschluß und die daraus bedingte Verstimmung gegen den Primärkreis die Energieverteilung verschlechtert wird, und die Funken sich so sehr erhitzen, daß sie leicht der Zerstörung ausgesetzt sind. Um dies zu umgehen, versuchte ich einen anderen Weg einzuschlagen, der gute Resultate ergab und gleichzeitig zufällig eine einfache zuverlässige

Methode zeigte, um die Antennenkapazität zu bestimmen. Ich glaube, daß diese neue Methode interessant genug ist, um hier erwähnt zu werden.

Um λ_0 zu messen, erregte ich die Antenne in einfacher Marconischaltung mittels eines kleinen Ruhmkorffschen Induktors und ermittelte die Wellenlänge.

Zu meiner Überraschung erhielt ich jetzt aber nicht den Wert *d* (Fig. 5), sondern einen viel größeren Wert *e*, der nicht auf der Kurve *I* liegen konnte. Ein Irrtum war unmöglich, und trotzdem mußte *e* falsch sein, da die Summermessungen und die Kurzschlußmessung bei *d* schön übereinstimmten. Ich schaltete nun nacheinander dieselben Verlängerungsspulen wie bei Kurve *I* ein und bekam so die Kurve *III*, die ganz oberhalb der Kurve *I* lag, und zwar wurde der prozentuale Unterschied bei größerer Verlängerung immer kleiner.

Es war nun möglich aus der Kurve *III* und der Kurve *I* den Punkt *d* zu extrapolieren $\left(\text{vide Kurve } r = \frac{\lambda \text{ Summer}}{\lambda \text{ Ruhmkorff}}\right)$, so daß das Kurzschlußverfahren nicht mehr benutzt zu werden brauchte, aber es drängte mich, den Grund zu kennen, woher diese Abweichung zustande kam; offenbar war die Methode der Erregung schuld. Es waren drei Tatsachen sofort klar:

I. Die Kurve *III* war eine rein quadratische Funktion zwischen λ und der Gesamtselbstinduktion, also eine solche, bei welcher die Antennenkapazität konstant bleibt.

II. Diese Kapazität näherte sich bei starker Verlängerung asymptotisch der Kurve *I*.

III. Bei Eigenschwingung war das Verhältnis dieser Kapazitäten aus *e* und *d* berechnet

$$\frac{C_a^0}{C_{st}} = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_r}\right)^2 = \left(\frac{425}{530}\right)^2 \cong \frac{2}{\pi}$$

Aus I., II. und III. geht deutlich hervor, daß bei der Erregung mit Ruhmkorffinduktor die volle statische Kapazität = 1880 cm sich geltend macht, während bei der Summererregung die Kapazität den der Verlängerung zugehörigen Formfaktor besaß.

Bei der neuen Methode ist also aus $C_{a_{st}}$ (mit der Brücke gemessen) und den Kurven *I* und *III*.

1. L_a^0 direkt bekannt für Punkt *e* Fig. 5 ist nämlich

$$L_{a_0} \cong \frac{\lambda_e^2}{4\pi^2 C_{a_{st}}} \text{ (alles in cm)} = \frac{\overline{530}^2 \cdot 10^4}{4\pi\, 1880} = \mathbf{37{,}500} \text{ cm}$$

2. $C_a = f(\lambda_s)$ ist bekannt, da für jede λ_s:

$$C_a = C_a^{st} \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_r}\right)^2$$

λ_s = Wellenlänge bei bestimmter Verlängerung bei Summererregung,
λ_r = Wellenlänge bei gleicher Verlängerung bei Ruhmkorfferregung.

3. Aus der Kurve *III* und der Kurve *I* kann der Punkt $d = \lambda_0$ extrapoliert werden ohne Messung nach dem Kurzschlußverfahren.

Durch diese neue Methode ist also das Auffinden der Antennenkapazität als Funktion der Wellenlänge, der Antennenselbstinduktion und der Eigenschwingung sehr erleichtert.

Eine Erklärung dafür, daß bei der Marconierregung mittels kleiner Funkenstrecke die volle statische Kapazität sich geltend macht, habe ich mir wie folgt zurechtgelegt:

Bei der Marconischaltung wird die Antenne zuerst statisch geladen, also mit dem Formfaktor **1**.

Nachdem die Funkenstrecke durchschlagen ist, schwingt das System aus, und zwar während der ersten halben Periode mit dem Formfaktor 1 und nachher allmählich mit dem zu der betreffenden Verlängerung gehörenden Formfaktor.

Welcher Formfaktor nun resultierend sich geltend macht, hängt ganz ab von der Dämpfung des Kreises.

Ist diese gering, so wird der resultierende Formfaktor beträchtlich von **1** abweichen, ist die Dämpfung groß, dann wird die erste halbe Periode überwiegen, und es ist der Formfaktor fast gleich **1**.

Wo nun bei geringer Verlängerung die Strahlungsdämpfung schon sowieso groß ist und noch eine beträchtliche Funkendämpfung hinzukommt (0,3 mm Funkenlänge und ganz wenig Energie), wird praktisch der Formfaktor = 1 sein. Am besten macht man deshalb durch Einstellung der Funkenstrecke und Verringerung der zugeführten Energie die Dämpfung so groß, daß man noch gerade mit Sicherheit die Welle abhören kann.

Ob der Formfaktor = 1 wirklich erreicht wird, kontrolliert man leicht dadurch, daß Kurve *III* eine rein quadratische Funktion zwischen λ und L_t, der totalen Selbstinduktion, sein muß.

C. Bestimmung des Strombauches bzw. Spannungsknotens in der Antenne[1]).

Der Platz dieses Strombauches ist von großem Einfluß auf die gute Wirkung der Station. Am besten liegt der Strombauch in den Koppelungswindungen mit dem Primärkreise; dies ist aber nicht immer für alle Wellen zu erreichen. Erreicht man es für die mittlere ökonomische Welle, so wird er für kürzere Wellen in das Gegengewicht verlegt, für längere Wellen in das Luftdrahtvariometer.

Viele Methoden sind vorgeschlagen worden. Alle beruhen aber auf Bestimmungen mittels Starkstrom, was wegen der auftretenden Spannungen wenig bequem ist. Ich habe dafür eine Summermethode erdacht, die sehr zuverlässig ist und in Spulen auf Dezimeter genau die Stelle des Strombauches bzw. des Spannungsknotens anzeigt.

Das Gebilde Antenne—Gegengewicht (Fig. 8) wird in der Eichhornschen Schaltung durch den Summer *S* erregt ohne Primärkreis.

Eingeschaltet sind:

Das Luftdrahtvariometer *L V* und die Koppelungswindungen mit dem Primärkreise *K S*, und die Antenne wird mittels *L V* auf der gewünschten Wellenlänge eingestellt.

Der Summer bleibt nun tätig, und ein System bestehend aus Detektor *d* und Telephon *T* schließe ich einerseits an der Erde *E*, andererseits an einem Stift mit isoliertem Griffe, den man so über die Windungen von *L V* und *K S* streifen läßt. Immer wird man nun im Telephon Geräusche des Summers hören, bloß nicht in dem Knotenpunkte, wo die Spannung gegen Erde = 0 ist, und also kein Strom durch *D* hindurch geht.

Diese Einrichtung gestattet in Spulen ein bequemes und sicheres Auffinden des Spannungsknotens, nicht aber in geraden Zuführungen wie Antenne oder Gegengewicht; Fehler von einigen Metern sind da leicht zu machen.

Für den Fall, daß außerhalb des Gebäudes der Spannungsknoten sich befindet, benutzte ich eine andere Methode.

Am Gegengewicht *G* Fig. 9, in welchem ich den Spannungsknoten (nun vielmehr Strombauch) suche, wird gut isoliert (*J*), eine Spule *Sp* so aufgehängt, daß die Spule an dem Drahte entlang gleiten kann.

Diese Spule *Sp* bildet einen Teil einer Barretterschaltung. Wird

---

1) Vergleiche Esau, l. c.

nun der Sender normal betrieben, und fährt man mit der Barretterspule am Drahte entlang, so wird der Zeiger des Barrettergalvanometers G Ausschläge zeigen, welche ein Maß sind für den örtlich vom Drahte G geführten Strome. Man kann also die Stromverteilung im Drahte aufzeichnen und aus dem Gipfel der Kurve den Platz des Strombauches finden. Allerdings stellte sich heraus, daß im Gegengewicht sehr ausgeprägte Oberschwingungen herrschten, voraussichtlich vom Koppeln außerhalb des Strombauches herrührend.

Bei dieser Barretterschaltung benutzte ich die in Fig. 9 angedeutete Kompensationsschaltung die von der üblichen (von Béla Gáti herrührenden) Schaltung insoweit abweicht, daß die sonst erforderlichen

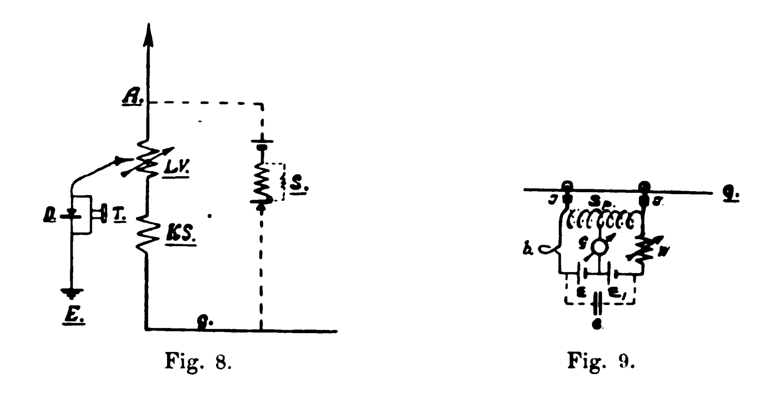


Fig. 8. Fig. 9.

Drosselspulen in den Hilfsleitungen und vor dem Galvanometer durch eine besondere Schaltung unnötig wurden. Es sind:

b der Barretter,
E und E_1 zwei möglichst gleiche Elemente,
w ein Kurbelwiderstand aus Maganin.

Wenn $E = E_1$ ist, wird G die Nullage einnehmen für $b = w$.

In diese Einstellung wird nun die Anordnung vor der Messung gebracht.

Sp ist jetzt in zwei gleichen Hälften unterteilt; wird nun in Sp eine Schwingung induziert, so wird diese den Weg $Sp\,w\,c\,b$ nehmen und, infolge der gleichen Belastung der beiden Spulenhälften, wird kein Wechselstrom durch G fließen; durch diese Unterteilung von Sp werden also die von Béla Gáti verwendeten Drosselspulen unnötig.

Diese Schwingung ändert nur den Ohmschen Widerstand von b

(der Widerstand von w bleibt ungeändert) und für den Gleichstrom ist das Gleichgewicht gestört, so daß G ausschlägt.

E und E' werden für die Schwingungen von $C = 2$ MF. überbrückt. Durch Änderung von b ist auch für die Schwingungen das Gleichgewicht nicht mehr ganz intakt, und es entsteht an den Klemmen des Galvanometers eine geringe Wechselspannung; die Selbstinduktion des Galvanometers verhindert aber einen wesentlichen Durchfluß von Hochfrequenzströmen an dieser Stelle besonders bei den auftretenden geringen Potentialdifferenzen.

Die ganze Barretterschaltung wird von mir auch immer benutzt in Verbindung mit einem Wellenmesser zur Resonanzkurvenaufnahme; der Energieverbrauch des evakuierten Barretters, also auch die Dämpfung, ist gering. Es wird dann entweder Sp induktiv gekoppelt mit dem Wellenmesser oder Sp bildet einen Teil der Wellenmesserselbstinduktion.

Es kann w ersetzt werden durch einen Barretter mit entgegengesetzter Charakteristik (Widerstandszunahme bei Stromstärkesteigerung falls b eine Widerstandsabnahme bei Stromstärkesteigerung besitzt) wodurch die Schaltung etwa doppelte Empfindlichkeit zeigt.

Zusammenfassung.

Es wird in der vorliegenden Abhandlung unter A. ein einfaches Meßverfahren beschrieben für die Bestimmung des Strahlungswiderstandes, das sich auf analoge Gesetze stützt wie das Erskine-Murray-Verfahren. Es werden die Fehlerquellen besprochen, die die Resultate beider Methoden in gleichem Maße beeinträchtigen, und es wird ein neues Verfahren beschrieben, das sich in der Praxis zuverlässig zeigte, wobei in der Hauptsache wohl alle Fehlerquellen ausgeschaltet sind.

Unter B. sind die Fehlerquellen diskutiert, welche bei der üblichen Methode zur Bestimmung der Antennenkapazität als Funktion der Wellenlänge durch Kapazitätseinschaltung auftreten, und es wird eine Verbesserung der Methode angegeben, wodurch die Fehlerquelle umgangen wird. Weiter wird eine neue Methode angegeben, wodurch in einfacher Weise und mit großer Genauigkeit die Kapazität der Antenne als Funktion der Wellenlänge, die Antennenselbstinduktion und die Eigenschwingung bestimmt werden können.

Unter C. ist eine neue Methode beschrieben für die Ermittelung der Stelle des Strombauches (bzw. des Spannungsknotens) einer

Antenne bei diversen Wellenlängen, und zwar nach besonderen Verfahren, je nachdem diese Stelle innerhalb oder außerhalb des Stationsgebäudes liegt.

Sitoebondo-Ost-Java, 10. Mai 1913.

(Eingesandt 10. Mai 1913.)

Adresse des Autors: Regierungsingenieur C. J. de Groot, Sitoebondo-Ost-Java, Nied. Indien.

Eine absolute Messung des vom Eiffelturm ausstrahlenden Feldes in Straßburg.

Von **Ferdinand Braun.**

1. Im Heft 1 dieses Jahrbuches habe ich den folgenden Versuch beschrieben. Ein Solenoid aus Kupferdraht (quadratischer Querschnitt von 3 m Seitenlänge, 30 Windungen auf 60 cm Achsenlänge verteilt) war auf der einen Seite des Institutsturmes in etwa 20 m über dem Erdboden an einem Strick so aufgehängt, daß seine Fläche vertikal stand. In das Solenoid war eingebaut ein kleiner variabler Kondensator C_2 und das ganze System abgestimmt auf die Wellenlänge des Eiffelturmes (2200 m). Von fünf Windungen des Solenoids führten zwei horizontale, möglichst kurze Drähte (6 m) in das oberste Turmzimmer zu Detektor und Telephon. Wir beobachteten eine maximale Erregung, wenn das Solenoid mit seiner Ebene in der Richtung Paris—Straßburg lag und bestimmten die Lautstärke an verschiedenen Beobachtungstagen zu 170 Ω.

Als ich jetzt gelegentlich der Herstellung des Manuskriptes für das Jahrbuch wieder an diese Beobachtungen erinnert wurde, war es doch zu reizvoll, einmal zu versuchen, ob man nicht die damaligen Bestimmungen benutzen könne, um das Feld, in welchem der Rahmen sich bei den Versuchen befand, wenigstens angenähert in absolutem Maße zu ermitteln.

2. Alle benutzten Anordnungen waren noch vorhanden (Rahmen, Telephon usw.), vor allem auch der verwendete Detektor, der inzwischen nicht gebraucht war. Sicherheit selber wurde aber ein Kontrollversuch gemacht; in der früher als A bezeichneten Anordnung wurde bei denselben eingefügten Kapazitäten, Selbstinduktionen usw. die Lautstärke

des Eiffelturmes nochmals bestimmt; sie fand sich in guter Übereinstimmung mit den Aprilversuchen (damals 100 Ω, jetzt 90 bis 100 Ω).

3. Das Verfahren war sehr einfach und erhellt des Näheren aus Fig. 1 [1]). Das Solenoid mit eingebautem Kondensator (bezeichnet als

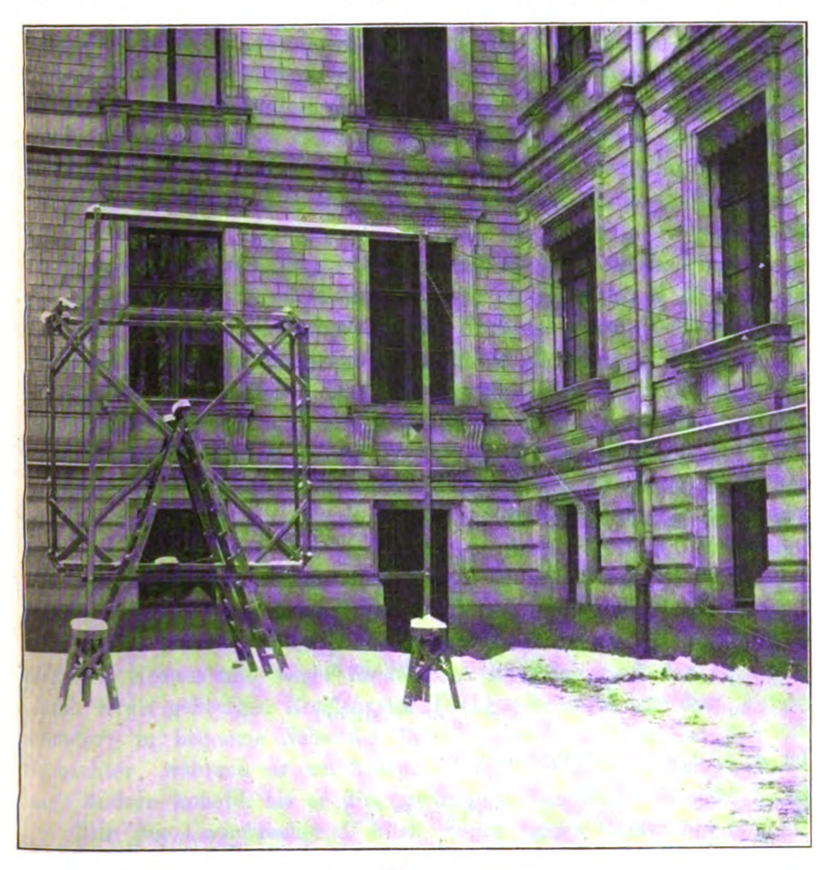


Fig. 1.

zweiten Kreis oder als Probespule) war wieder auf die Pariser Welle abgestimmt. Es wurde im Hofe des Instituts vertikal aufgehängt (getragen von zwei Leitern), die untere Kante so hoch, als es in bequemer Weise möglich war (1,15 m über dem Erdboden). Von den-

1) Während der Beobachtungen war trockenes Wetter; die Photographie ist später gemacht.

selben fünf Windungen, welche früher zur Erregung des Detektors gedient hatten, führten wiederum Zuleitungsdrähte, von derselben Länge und Lage, wie früher, zu dem gleichen Detektor und Telephon, welche sich in einem Zimmer des Instituts befanden. Parallel zur Probespule und koaxial wurde in einem Abstand von etwa 3 m eine quadratische Spule von 3 m Seitenlänge errichtet, bestehend aus drei dicht zusammengelegten isolierten Windungen. Diese Spule befand sich mit Ballastselbstinduktion in dem Kreise eines Kondensators variabler Kapazität, welcher mit bekannten Spannungen geladen wurde und sich durch die Primärspule von drei Windungen oszillatorisch entlud. Der primäre Kreis wurde auf den sekundären und damit auf die Pariser Welle abgestimmt.

Man änderte nun die Erregung des primären Kreises so lange, bis man in der Probespule dieselbe Lautstärke erhielt, wie bei den Aprilversuchen durch das Feld des Eiffelturmes.

Wenn dieses erreicht ist und Rückwirkung des zweiten Solenoids auf das erste als ausgeschlossen angesehen werden darf, so gilt folgendes: Bezeichnet p_{12} die gegenseitige Induktion der beiden Solenoide, i die primäre Stromstärke, f_0 die Amplitude des vom Eiffelturm herrührenden Magnetfeldes f am damaligen Beobachtungsorte, S die Windungsfläche der Probespule, so ist

$$p_{12} \frac{\partial i}{\partial t} = S \frac{\partial f}{\partial t} \tag{1}$$

Dabei ist

$$i = i_0 \, e^{-\delta_1 t} \sin \tilde{\omega} t$$

$$f = f_0 \, e^{-\delta_2 t} \sin \tilde{\omega} t$$

Ist $\delta_1 = \delta_2$, so gilt in Strenge

$$p_{12} \, i_0 = f_0 \, S \tag{2}$$

falls auch das Dekrement der Probespule beim Wechsel der beiden Beobachtungsorte (oben am Turm, wie hier in der neuen Umgebung) sich nicht geändert hat.

4. Diese Voraussetzungen sind nun sicher nicht genau erfüllt. Da es sich aber nur um erste angenäherte Schätzung handeln sollte, so haben wir uns damit begnügt, die Anordnungen so herzustellen, daß der sekundäre Kreis etwa dieselbe Abstimmschärfe zeigte, als bei den Versuchen mit der Pariser Welle. Wichtiger nämlich, als diese offen zutage liegenden Fehlerquellen, welche bei definitiven Versuchen

eliminiert werden können, schien es, zu erfahren, ob man überhaupt auf diesem Wege ein leidliches Resultat erzielen können.

Schwerere Bedenken erweckte nämlich die Frage: 1. ob die Herstellung gleicher Lautstärken mit der Parallelohmmethode überhaupt soweit genau ist, daß auch nur angenäherte Messungen darauf gegründet werden können; 2. ob nicht die bekannten Störungen von Zuleitungen zum erregenden Kreise, sowie die Ableitungsdrähte zum Detektor die Bestimmung vereiteln würden und 3., ob nicht endlich, wie es ja meistens der Fall ist, ganz unvorhergesehene Fehlerquellen sich zeigen würden.

Diese Befürchtungen trafen glücklicherweise nicht zu. Es fand sich im Gegenteil, daß wir bei der von uns benutzten Erregungsart des ersten Kreises sogar auf Vorsichtsmaßregeln, welche wir anfangs genommen hatten, Verzicht leisten konnten. Dadurch gestaltete sich die Ausführung außerordentlich bequem und wird auch zur Lösung einer Reihe weiterer Aufgaben aussichtsvoll.

5. Die Anordnung ist schematisch in Fig. 2 gezeichnet. Nur die Solenoide p_1 und p_2 (mit seinem Kondensator C_2) befinden sich im Freien, alle übrigen Apparate in Zimmern des Instituts. Die Zuleitungen zu p_1 und die Ableitungen von p_2 lagen (natürlich je bifilar geführt) rechtwinkelig zueinander in derselben Horizontalebene (es störte aber nicht, wenn z. B. die Zuleitung zu p_1 durchhing). Anfangs waren alle zum primären Kreis gehörigen Teile in einem vom Beobachtungszimmer getrennten Raum angebracht. Darauf konnte verzichtet werden; man durfte (offenbar infolge der großen gesamten Selbstinduktion des primären Kreises und seiner funkenlosen Entladungsart) den zum primären Kreis gehörigen Kondensator (Drehkondensator) und das „Potentiometer" in bequeme Nähe des Detektorkreises bringen, so daß der Beobachter, während er am Telephon hörte, selber die Erregung solange ändern konnte, bis er die gewünschte Lautstärke erreicht hatte.

Nur der Unterbrecher U blieb wegen seines Geräusches im entfernten Zimmer (zwei Türen dazwischen) stehen.

6. Der Unterbrecher war ein Quecksilbermotorunterbrecher: ein Metallstift, welcher — nach der Tourenzahl des Motors beurteilt — bis 12 mal pro Sekunde den Kondensator C_1 lud und entlud. Man hat nur für gut reines Quecksilber zu sorgen; anfangs ließen wir die Unterbrechungen in reiner Kohlensäureatmosphäre erfolgen, was aber bei gutem Quecksilber nicht nötig ist.

Die Unterbrechungszahl hat, solange sie so klein ist, keinen erheblichen Einfluß auf die Beurteilung der Lautstärke; nur wenn man

an die Schwelle kommt, hört man einzelne Zeichen noch, während die anderen schon verschwinden. Dies verschiebt die Grenze unerheblich zugunsten schnellerer Frequenzen.

Primärer Kreis. Die Ladung erfolgte mit höchstens 6 Volt; die Kapazität war 3000 cm (Drehkondensator mit Ölfüllung), die ganze Selbstinduktion berechnet sich daraus ($\lambda = 2200$ m) zu 408000 cm.

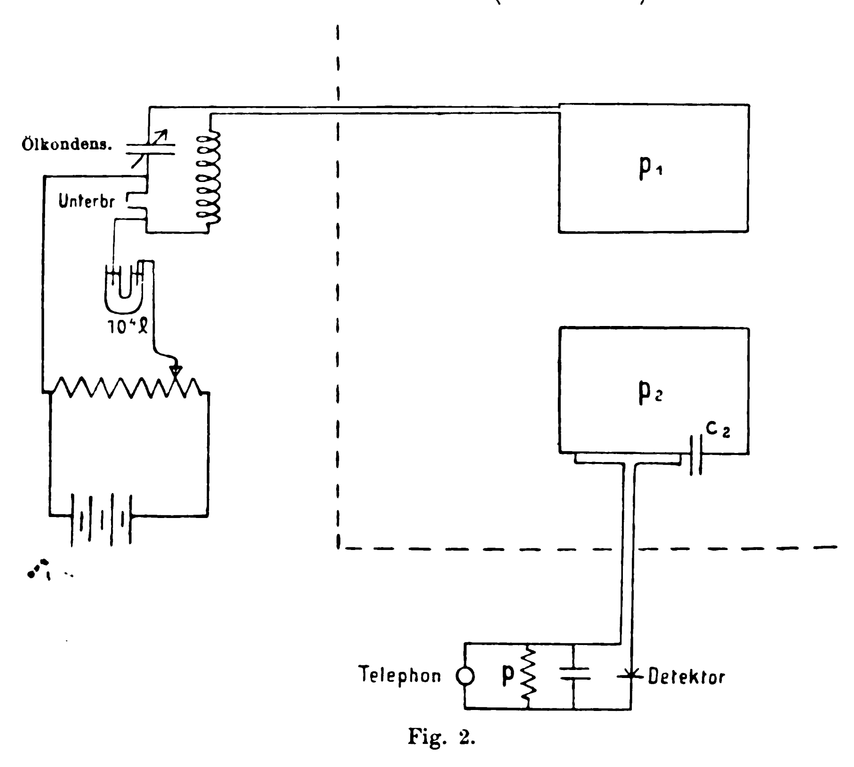


Fig. 2.

(Die Spule p_1 hat nach der Rechnung etwas über $1{,}4 \cdot 10^5$ cm, direkt gemessen $1{,}6 \cdot 10^5$ cm, so daß etwa $2{,}4 \cdot 10^5$ cm Ballastselbstinduktion bleiben.)

Die gegenseitige Induktion (p_{12}) wurde berechnet nach einer von Rosa (Bureau of standards, Washington, 15. Sept. 1907) angegebenen Formel. Sie ist für zwei einzelne parallele Quadrate von der Seite a im Abstand d

$$p_{12} = 8\left[a \cdot \log \text{nat}\left(\frac{a + \sqrt{a^2 + d^2}}{a + \sqrt{2a^2 + d^2}} \cdot \frac{\sqrt{a^2 + d^2}}{d}\right)\right]$$
$$+ 8\left[\sqrt{2a^2 + d^2} - 2\sqrt{a^2 + d^2} + d\right]$$

Als Entfernung d wurde der Abstand der Ebene der drei Windungen von der Mittelebene des zweiten Solenoids eingeführt; die so für ein Paar Windungen berechnete Zahl wurde mit $3 \cdot 30$ ($3 =$ Anzahl Windungen der ersten, $30 =$ Anzahl Windungen der zweiten Spule) multipliziert.

Über den Verlauf der Kraftlinie geben die folgenden Zahlen ein Bild.

Abstand	Gegenseitiger Induktionskoeffizient
2,50 m	38830
3,00 „	27281
3,50 „	19780
5,6 „	6480

7. Die Beobachtungen. Die endgültigen Messungen wurden von drei verschiedenen Beobachtern (Mandelstam, Papalexi und Kaltenbach) ausgeführt. Bemerkt sei dazu folgendes: Die für die Pariser Welle früher angegebene Lautstärke (170 Ω) war die von Papalexi ermittelte Zahl. Papalexi und Mandelstam stimmen meist in ihren Angaben gut überein, Kaltenbach (vgl. den Aufsatz im folgenden Heft) beobachtet immer etwas größere Lautstärken.

Es wurden zunächst für den mittleren Abstand der Solenoide = 3,1 m ($p_{12} = 26000$ cm) eine Anzahl Bestimmungen gemacht, d. h. die Ladung V_0 des primären Kondensators so lange geändert, bis die Zeichen für 170 Ω Nebenschluß zum Telephon verschwanden. Mandelstam und Papalexi bestimmten $V_0 = 1,3$ Volt, Kaltenbach = 1,1 Volt. Der Rechnung zugrunde gelegt ist 1,3 Volt.

Daraus folgt $i_0 = 0,372 \cdot 10^{-3}$ (CGS); $p_{12} \cdot i_0 = 9,76$ Kraftlinien; die Feldstärken $f_0 = \frac{9,76}{27 \cdot 10^5} \frac{\text{Kraftlinien}}{\text{cm}^2} = \mathbf{0,36 \cdot 10^{-5}}$ Gauss.

Der primäre Kreis wurde jetzt in eine mittlere Entfernung von 5,6 m gebracht. Beobachtet: $V_0 = 6,0$ Volt (P. u. M.), 5,0 Volt (K.). Zugrunde gelegt 6,0 Volt, ergibt sich $i_0 = 1,71 \cdot 10^{-3}$ (CGS), Kraftlinienfluß = 11,1, Feldstärke $f_0 = \mathbf{0,41 \cdot 10^{-5}}$ Gauss.

Diese Beobachtungen, die vollständig unbeeinflußt voneinander gemacht wurden (es war noch nicht einmal beim zweiten Versuch auch nur annähernd die gegenseitige Induktion berechnet) zeigen eine Übereinstimmung, welche viel größer ist, als ich je erwartet hatte. Ich glaube daher, daß diese gewiß nicht vollkommene Methode eine relative Genauigkeit von etwa 15 % gestattet, namentlich wenn man über größere Lautstärken (wo die prozentischen Genauigkeiten höher sind) verfügt.

8. Was den absoluten Wert betrifft, so habe ich auf das, was zu einer genaueren Messung noch erforderlich ist, aber unschwer gemacht werden kann, bereits hingewiesen. Hinzufügen möchte ich, daß in der Probespule die Selbstinduktion schon sehr groß war; es blieb daher nur eine kleine Kapazität des Kondensators zur Verfügung. Es ist nicht ohne weiteres klar, ob dann nicht auch die Kraftlinienverteilung zu berücksichtigen ist.

Ich vermute, daß unsere Zahl zu hoch ist und daß sie vorzugsweise gefälscht wird durch eine viel größere Dämpfung, die unsere Probespule in der Nähe des Erdbodens hatte gegenüber der, die sie frei hängend besaß; ich schließe dies aus den Daten meines ersten Aufsatzes über die Verlustdämpfungen durch die Bodennähe. Die kleine Kondensatorkapazität des Probekreises machte sich sonst nicht störend gelten; es ist mir bei den früheren Versuchen aufgefallen, daß weder die größere oder kleinere Entfernung vom Boden noch die Annäherung von Personen an dieselbe die Abstimmung änderte. Die elektrischen Kraftlinien verlaufen jedenfalls vorzugsweise innerhalb der Spule.

Nimmt man vorläufig einmal

$$f_0 = 0{,}3 \cdot 10^{-5} \text{ Gauss}$$

so folgt für das elektrische Feld am Beobachtungsort die Amplitude e_0

$$e_0 = 0{,}09 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$$ [1]

9. Unsicherer als diese Zahl ist die Antwort auf die Frage nach dem Felde, welches man hier erwarten sollte. Herr Ferrié war so liebenswürdig, mir mitzuteilen, daß die Effektivstromstärke J_{eff} am Fuß der Antenne gemessen, 43—45 Amp., die Funkenzahl N 28 pro Sekunde betrage; für das logarithmische Dekrement stellte er mir neue Messungen in Aussicht. Legt man versuchsweise einmal die Zahlen $J_{\text{eff}} = 50$ Amp., das Dekrement $\delta = 0{,}10$ zugrunde, so ergibt sich die Maximalstromstärke J_0 (Schwingungszahl $n = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ sec^{-1})

$$J_0 = 2 J_{\text{eff}} \sqrt{\frac{n\,\delta}{N}} \sim 2500 \text{ Amp.} \sim 250 \text{ (CGS)}$$

Setzt man diesen Strom auf einer Höhe $h = 200$ m voraus, so ergibt sich für einen auf vollkommen leitender Erde stehenden Sender das Feld

1) Als absolutes Maß bleibt natürlich das (CGS)-System, als praktische Einheit scheint mir Volt/Meter empfehlenswert.



$$f_0 = \frac{4\pi h \cdot J_0}{\lambda \cdot r} \quad (r = 400 \text{ km})$$
$$= 0{,}57 \cdot 10^{-5} \text{ Gauss}$$

Diese Zahl erscheint mir zu klein. Würde man auf den doppelten Wert kommen, so wäre die Übereinstimmung mit den Zahlen, zu welchen die Sommerfeld'sche Theorie führt (Süßwasser als Zwischenmittel gedacht) leidlich. Ungünstig für einen Vergleich mit der Theorie ist der Umstand, daß man gerade in eine Stelle der Sommerfeld'schen Kurve gerät, bei welcher die Feldamplitude sehr rasch mit der Entfernung fällt, so daß schon kleine Änderungen der Entfernung das Resultat stark ändern. Immerhin scheint mir eine Abnahme des Feldes auf nur etwa die Hälfte des für eine in nicht absorbierendem Mittel strahlenden Antenne auffallend gering.

Einen merklichen Unterschied zwischen der Empfangsintensität bei Tag und bei Nacht haben, wie ich noch bemerken möchte, weder ich noch andere Beobachter gerade für die Strecke Paris—Straßburg finden können.

Die Versuche sollen fortgesetzt werden; wünschenswert wären absolute Messungen mit besseren Meßapparaten, als die Detektoren mit Parallelohm sind, namentlich sollten auch Bestimmungen näher der Strahlungsquelle und in freier und gut definierter Umgebung ausgeführt werden. Immerhin ist für eine erste Orientierung die Möglichkeit in verhältnismäßig einfacher Weise gegeben.

Sobald es die Witterung gestattet, soll auch versucht werden die Richtung des elektrischen Feldes festzulegen.

Straßburg, 7. Januar 1914.

(Eingesandt 21. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Direktor d. Physik. Instituts der Universität Straßburg i. Els.

Nachschrift: Im vorigen Aufsatz (Heft 1) des Verfassers (Über den Ersatz der offenen Strombahnen in der drahtlosen Telegraphie durch geschlossene) sind leider folgende Druckfehler stehen geblieben:

S. 19 Zeile 2 von oben statt aufsaugendes lies auffangendes.

S. 30 Zeile 9 von oben muß heißen

$$f = f_0 \sin\left(\frac{t}{T} 2\pi + \varphi\right)$$

Referate.

Nachweis objektiver vorkommender stehender elektrischer Wellen im Luftraume von Karl F. Lindman (Ann. d. Phys. **38**, 523—558, 1912; Selbstreferat des Verfassers).

Für die mit einem Resonator gemessene Wellenlänge Hertzscher elektrischer Schwingungen ist bekanntlich im allgemeinen die Eigenperiode des Resonators und nicht die des Resonators maßgebend. Diese Erscheinung der sogenannten multiplen Resonanz wurde von Hertz, Poincaré und Bjerknes durch die Annahme erklärt, daß der Erreger Schwingungen aussendet, die stärker gedämpft sind als die Eigenschwingungen des Resonators. Wenn aber die Eigenschwingungen des Resonators stärker gedämpft sind als die des Erregers, so muß, falls diese Erklärung richtig ist, die mit dem Resonator gemessene Wellenlänge sich hauptsächlich nach der Periode des Erregers richten, so daß die stehenden Wellen, welche man in diesem Falle erhält, als objektiv vorkommende bezeichnet werden können. Während elektrische Drahtwellen, deren Länge von der Eigenperiode des Resonators unabhängig ist, schon längst nachgewiesen worden sind (Strindberg 1896 und Décombe 1897), fehlte bisher ein experimenteller Nachweis objektiv vorkommender stehender elektrischer Luftwellen. Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuche, durch welche derartige Wellen nachgewiesen worden sind, bilden einen direkten Beweis für die Annahme eines oszillatorischen Charakters der Vorgänge im Erreger und in dem elektromagnetischen Feld um ihn — eine Annahme, welche nicht ganz unwidersprochen geblieben ist (Cornu, Compt. rend. **110**, 75, 1890; Hagenbach und Zehnder, Wied. Ann. **43**, 610, 1891) — und deren Richtigkeit weder durch Resonanzversuche noch durch Versuche mit stehenden Drahtwellen endgültig bewiesen wird. Die betreffenden Versuche bildeten eigentlich einen Teil einer allgemeinen Untersuchung über den Einfluß eines stabförmigen Erregers auf die mit einem geradlinigen, mit ihm nicht isokronen Sekundärleiter gemessene Wellenlänge.

Der aus zwei 1,5 cm dicken und etwa 2 cm langen Messingzylindern bestehende Erreger konnte durch stabförmige Zusätze beliebig verlängert werden. Zum Erregen der in Petroleum zwischen Platinasegmenten überspringenden Primärfunken benutzte der Verf. ein mit einem Carpentierschen Platinkontaktinterruptor („Rupteur atonique") versehenes Induktorium in Verbindung mit einem Öltransformater nach Tesla nebst Leidnerbatterie und Funkenstrecke.

Der Meßresonator bestand aus zwei 16 mm langen und 1,2 mm weiten Hohlzylindern aus dünnem Kupferblech, zwischen welche ein Thermoelement (Platina- bzw. Konstantandrähte von der Dicke 0,02 mm) eingeschaltet war. Die Länge des Resonators ließ sich durch Einschieben von Kupferdrähten in die Hohlzylinder beliebig vergrößern. Die Leitungsdrähte, welche das Thermoelement mit dem Galvanometer (du Bois-Rubenssches Panzergalvanometer mit dreifachem Panzer und Juliusscher Aufhängevorrichtung) verbanden, waren umeinander gewickelt und in der Nähe des Resonators von einem engen Metallrohr zum Schutz gegen Induktionswirkungen umgeben. Gleichzeitig mit diesem Meßresonator wurde noch ein zweiter, gewöhnlich kreisförmiger und mit einem anderen Galvanometer (Brocagalvanometer) verbundener Resonator als „Standardindikator“ benutzt. Damit die gleichzeitig erzeugten ersten Ausschläge der beiden Galvanometer von einem Beobachter abgelesen werden könnten, wurden die Galvanometer einander gegenüber aufgestellt, wobei ihre Lichtzeiger auf je eine Seite einer zwischen den Galvanometern befindlichen teilweise durchsichtigen Skala für objektive Ablesung fielen. Die Schwingungszeit des einen Galvanometers war (um das Ablesen zu ermöglichen) um einen kleinen Bruchteil einer Sekunde größer als die des anderen (die Schwingungszeit war etwa 4 Sek. für eine halbe Schwingung). Es zeigte sich dann, daß bei unveränderter Konfiguration des Erregers und der beiden Resonatoren die Quotienten der entsprechenden Ausschläge innerhalb sehr enger Fehlergrenzen konstant waren.

Die ausgeführten Messungen bestanden meistens in einer Aufnahme von Interferenzkurven, namentlich von den Kurven der stehenden Wellen, die durch Reflexion von einem genügend großen ebenen Metallspiegel bei normaler Inzidenz erzeugt wurden. Aus diesen Kurven konnte die Wellenlänge in jedem Falle leicht ermittelt werden.

Durch Resonanz- und Wellenlängenmessungen bei verschiedener Länge des Erregers wurden die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Ergebnisse erhalten:

Länge des Erregers O	Länge d. Resonators bei maximaler Wirkung R	Die entsprechende halbe Wellenlänge $\lambda/2$	$\lambda/2 - R$
30,8 cm	34,7 cm	36,0 cm	1,3 cm
19,5 „	23,0 „	24,2 „	1,2 „
10,4 „	12,0 „	13,0 „	1,0 „
5,4 „	7,1 „	8,0 „	0,9 „

Bei diesen Versuchen, wo der Resonator wenigstens angenähert in Resonanz mit dem Erreger stand, konnte angenommen werden, daß der gemessene Wert $\lambda/2$ die halbe Wellenlänge für die Eigenschwingungen des Resonators richtig angab. Diese halbe Wellenlänge war, wie aus der Tabelle hervorgeht, stets etwas größer als die Länge des Resonators, wobei der Unterschied $\lambda/2 - R$ mit wachsender Wellenlänge regelmäßig zunahm. Wenn man $\lambda/2$ als Funktion von R graphisch darstellt, so findet man, daß die so erhaltene Kurve (Kurve I in Fig. 1) innerhalb des untersuchten Intervalles einen geradlinigen Verlauf hat, und daß ihre Verlängerung die Abszissenachse in einem Punkte links vom Anfangspunkt in der Nähe desselben schneidet. Die Eigenschwingungsdauer des Resonators war also proportional zu der Länge des Resonators, vermehrt um ca. 0,9 cm, welche Korrektion vom Thermoelemente in der Mitte des Resonators und dem umgebenden Ebonitkörper herrühren dürfte.

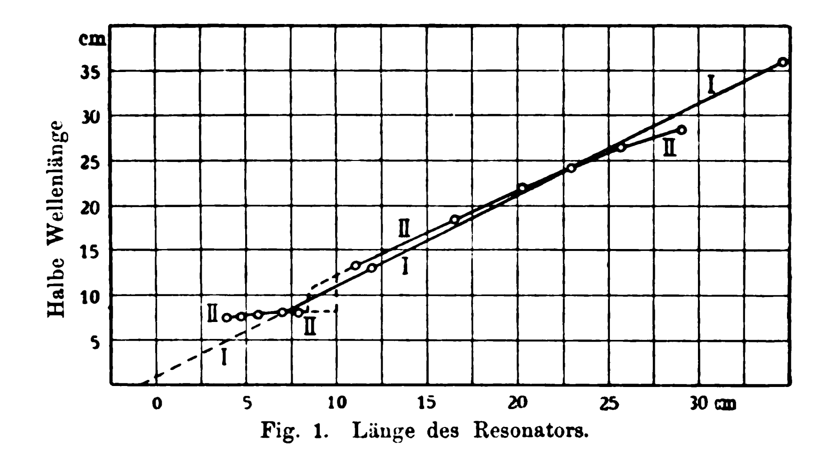


Fig. 1. Länge des Resonators.

Bei den folgenden Versuchen war die Länge des Erregers unverändert gleich 19,5 cm. Der Erreger wurde jetzt auch mit einem zylindrisch-parabolischen Wellenreflektor versehen. Die bei Benutzung des Reflektors ausgeführten Versuche wurden später auch ohne Reflektor mit in qualitativer Hinsicht gleichem Ergebnis wiederholt. Der 85 cm hohe und 70 cm breite Metallspiegel, der die stehenden Wellen erzeugte, stand in der Entfernung 170 cm vom Erreger. Ein Verschieben des Spiegels um ein Viertel der gemessenen Wellenlänge veränderte die Lage der Maxima und Minima in keiner Weise, so daß man

nicht zu befürchten brauchte, daß mehrmalige Reflexionen einen störenden Einfluß ausgeübt hätten.

Durch Interferenzversuche wurden die Wellenlängen λ' bestimmt, welche bei der konstanten Erregerlänge 19,5 cm verschiedenen Resonatorlängen R entsprachen. Die Kurve *II* (Fig. 1) stellt $\lambda'/2$ als Funktion von R dar. Die Abweichung der Kurve *II* von der Kurve *I* zeigt die Veränderung der Differenz $\lambda'/2 - \lambda/2$, wo λ die Wellenlänge der Eigenschwingungen des Resonators bezeichnet. Wenn das Sarasin-de la Rivesche Gesetz der multiplen Resonanz auch für einen offenen Resonator streng gelten würde, so müßte die Differenz $\lambda'/2 - \lambda/2$ überall oder wenigstens innerhalb gewisser, nicht allzu enger Grenzen verschwinden. Man sieht aber, daß dies gar nicht der Fall war. Wenn der Resonator R länger als bei Isokronismus mit dem Erreger ($R_0 = 23{,}0$ cm) war, so war die Differenz $\lambda'/2 - \lambda/2$ negativ, und ihr absoluter Betrag nahm mit wachsendem R zu. War aber $R < R_0 (= 23$ cm), so war $\lambda'/2 - \lambda/2$ innerhalb eines weiten Intervalles und zwar bis $R =$ ca. 11 cm positiv und nahm mit abnehmendem Werte von R zu. Der Erreger wirkte also auf die mit dem geradlinigen Resonator gemessene Wellenlänge so ein, daß er diese Wellenlänge in etwas nähere Übereinstimmung mit der seiner eigenen Grundschwingung brachte, wobei diese Einwirkung mit wachsendem Unterschiede der Perioden der beiden Instrumente zunahm.

Die stehenden Wellen in dem bisher betrachteten Intervalle ($R = 29{,}2$ cm bis $R = 11{,}1$ cm) waren am schärfsten ausgebildet, als der Resonator isokron mit dem Erreger war, d. h. die Schwingungen des Resonators waren dann am wenigsten gedämpft. Mit wachsendem Unterschiede zwischen den Perioden der beiden Instrumente nahm die Steilheit der Maxima und also wahrscheinlich auch die Dämpfung der Resonatorschwingungen zu. Alle bis jetzt erhaltenen Interferenzkurven zeigten nur regelmäßige und eindeutig bestimmte Maxima und Minima (die Lage des ersten Maximums durfte jedoch, wie der Verf. in einer früheren Arbeit gezeigt hat, bei Wellenlängenmessungen nach der oben erwähnten Methode mit Hilfe eines geradlinigen Resonators nicht berücksichtigt werden). Durch besondere Versuche wurde festgestellt, daß der Abstand zwischen Spiegel und Erreger, wenigstens wenn er nicht sehr klein war, keinen merkbaren Einfluß auf die Steilheit oder Höhe der stehenden Wellen ausübte.

Zwischen $R =$ ca. 8 cm bis $R = 4$ cm verläuft die Kurve *II* (Fig. 1) fast horizontal, die Kurve *I* schneidend, d. h. in diesem Inter-

valle war die halbe Wellenlänge unabhängig von der Länge des Resonators, und zwar = 8 cm oder ziemlich genau = $^1/_3$ von der halben Wellenlänge der Grundschwingung des Erregers (24,2 cm). Es konnte also nicht bezweifelt werden, daß dieser konstante Wert 8 cm der halben Wellenlänge von der ersten geradzahligen Oberschwingung des Erregers herrührte (wegen der Funkenstrecke in der Mitte eines Hertzschen Erregers können nur die geradzahligen Oberschwingungen ausgebildet werden). Nach der Maxwellschen Theorie haben, wie Abraham gezeigt hat, die Oberschwingungen eines stabförmigen Erregers eine geringere Dämpfung als die Grundschwingung. Mit abnehmender Länge nahm die Dämpfung des Resonators stetig zu, so daß sie, sobald die Eigenperiode des Resonators in die Nähe von der Oberschwingung des Erregers kam, kleiner als die Dämpfung der Oberschwingung war. Für die gemessene Wellenlänge war dann innerhalb gewisser Grenzen nur die Periode der Oberschwingung des Erregers maßgebend. Diese Auffassung wurde noch dadurch gestützt, daß die stehenden Wellen, welche noch bei der Resonatorlänge 11,1 cm ziemlich flach waren, jetzt (d. h. zwischen $R = 8$ cm und $R = 4$ cm) sehr steil, ja sogar viel steiler als bei der der Grundschwingung entsprechenden Isokronitätslänge $R = 23$ cm wurden. — Zwischen $R = 10$ cm und $R = 8{,}8$ cm waren die Minima der stehenden Wellen ganz unbestimmt, was durch eine Superposition von zwei beinahe gleich stark ausgebildeten Wellensystemen erklärt werden konnte.

Diese Versuche wurden noch mit einem 30,8 cm langen Erreger wiederholt. Der Einfluß der ersten geradzahligen Oberschwingung machte sich auch dann deutlich geltend aber in bedeutend geringerem Grade als bei den Versuchen mit dem 19,5 cm langen Erreger. Die Ursache hierzu lag wahrscheinlich in der Verschiedenheit der Dämpfungsverhältnisse des Erregers und des Resonators. Bei zunehmender Länge und Periode nahm zwar die Dämpfung beider Instrumente ab, aber nicht in demselben Grade bei beiden, sondern, wegen des größeren Querschnittes und der Funkenstrecke, erheblich langsamer bei dem Erreger.

Es wurden schließlich noch Versuche mit einem möglichst stark gedämpften Resonator ausgeführt. Um die Dämpfung zu steigern, wurde in die beiden in die dünnen Hohlzylinder des Resonators einschiebbaren Kupferdrähte je ein ca. 41 mm langer und 0,02 mm dicker Eisendraht eingeschaltet. Ohne Zusatzrohre hatte der Resonator dann eine Länge von 22 cm. Mit diesem 22 cm langen Resonator wurde

zuerst die Kurve der von dem 19,5 cm langen Erreger erzeugten stehenden Wellen aufgenommen. Die so erhaltene sehr regelmäßige Interferenzkurve gab für die halbe Wellenlänge einen Wert von etwa 25 cm, also einen nur wenig größeren Wert als die halbe Wellenlänge der Grundschwingung des Erregers. Mittels Zusatzrohre wurde der Resonator dann 27 cm lang gemacht. Sowohl die Intensität als die Schärfe der Interferenzerscheinung (bei den stehenden Wellen) war jetzt in außerordentlich hohem Grade herabgesetzt. Die halbe Wellenlänge war in diesem Falle gleich 27 cm. Sogar bei diesem stark ge-

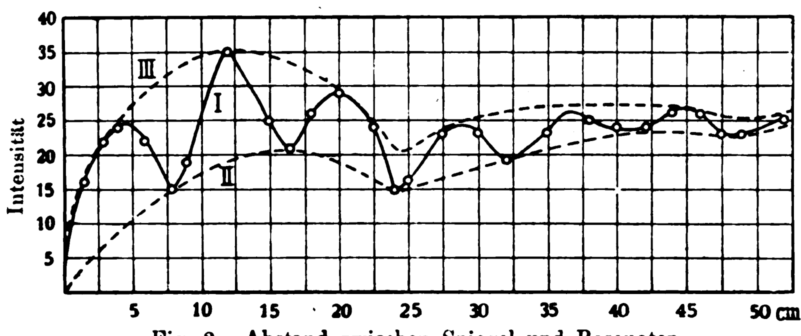


Fig. 2. Abstand zwischen Spiegel und Resonator.

dämpften Resonator übte also seine Eigenperiode noch einen, obwohl ziemlich geringen Einfluß auf die gemessene Wellenlänge aus. Diese Wellenlänge hing aber jetzt mehr vom Erreger als vom Resonator ab, d. h. die Erscheinung war die umgekehrte zu der in dieser Arbeit zuerst untersuchten.

Nach Vergrößerung der Länge des Resonators zu 33,5 cm wurde die Interferenzkurve *I* in Fig. 2 erhalten. In der Entfernung 24 cm vom Spiegel befindet sich ein Minimum, welches tiefer als die benachbarten Minima liegt und der halben Wellenlänge der Grundschwingung des Erregers (24,2 cm) entspricht. Zwischen diesem Minimum und dem Spiegel liegen zwei andere Minima, nämlich in den Entfernungen 8 cm und 16 cm vom Spiegel, und zwischen den Minima ganz regelmäßige Maxima, von denen das am stärksten ausgebildete 12 cm vom Spiegel entfernt ist. Auch in größeren Entfernungen vom Spiegel liegen abwechselnd Maxima und Minima von derselben Art, obwohl sie mit wachsender Entfernung immer schwächer werden, um bald unmerklich zu werden. Diese Maxima und Minima, deren gegenseitiger Abstand 8 cm beträgt, können nur von der ersten schon

früher auf eine andere Weise beobachteten geradzahligen Oberschwingung des Erregers herrühren. Gleichzeitig mit dieser Oberschwingung tritt aber auch die Grundschwingung recht deutlich in dem ganzen Verlauf der Kurve hervor. Wenn die Grundschwingung allein vorhanden wäre, so würde die von ihr erzeugte Kurve der stehenden Wellen zwischen den gestrichelten Kurven *II* und *III* liegen und eine ähnliche Gestalt wie diese haben. Daß die stehenden Wellen der Oberschwingung schärfer ausgebildet sind als die der Grundschwingung stimmt damit überein, daß jene Schwingung weniger stark gedämpft ist als diese. — Dieser Versuch wurde noch mit der Veränderung wiederholt, daß der Resonator 36 cm lang war und der Abstand zwischen Spiegel und Erreger um 12 cm (= $^1/_4$ Wellenlänge der Grundschwingung) vergrößert wurde. Die soeben erörterte Interferenzerscheinung veränderte sich aber dann in keiner Weise. Die objektiv vorkommenden stehenden Wellen, die sich bei der Reflexion Hertzscher Wellen von einem ebenen Metallspiegel bilden, sind also durch diese sowie durch einige der oben beschriebenen Versuche nachgewiesen worden.

Die Abhängigkeit der mit einem Resonator gemessene Wellenlänge von der Periode des Erregers und der des Resonators läßt sich wahrscheinlich in jedem Falle durch die Poincaré-Bjerknessche Theorie erklären, nach der sowohl der Erreger als der Resonator einfache gedämpfte Schwingungen (mit Obertönen) vollführt. Um die von ihnen (mit kreisförmigen Resonatoren) entdeckte Erscheinung der multiplen Resonanz zu erklären, nahmen andererseits Sarasin und de la Rive bekanntlich an, daß der Erreger ein kontinuierliches Spektrum verschiedener Schwingungen aussende, während die Schwingungen des Empfängers einfach seien. Man hat später darauf hingewiesen, daß diese Erklärung im Grunde genommen von der Poincaré-Bjerknesschen Theorie nicht wesentlich verschieden ist, da ja eine gedämpfte Schwingung als eine Superposition von unendlich vielen ungedämpften Sinusschwingungen aufgefaßt werden kann. Wenn man die Eigenschwingungen des Resonators als einfache betrachtet, wie es bisher üblich gewesen ist, so läßt sich die Hypothese einer zusammengesetzten primären Strahlung nur dann verwenden, wenn die Dämpfung des Resonators klein gegen die des Erregers ist. Wenn nun aber diese Hypothese überhaupt berechtigt ist — und mathematisch ist sie es ja jedenfalls —, so scheint es schwer zu verstehen, weshalb diese Hypothese auch nicht in anderen Fällen gebraucht werden könnte. Um auch in anderen Fällen von der betreffenden Hypothese Gebrauch

machen zu können, nimmt der Verf. am Ende seiner hier referierten Arbeit an, daß auch die Eigenschwingungen des Resonators sich in ein Spektrum von unendlich vielen ungedämpften Schwingungskomponenten aufgelöst werden können. Nach dieser Annahme sind also bei dem Resonator Schwingungen von unendlich vielen Perioden möglich, die durch primäre Schwingungen von derselben Periode erregt werden, und zwar ist die Empfindlichkeit des Resonators für verschiedene Schwingungen um so größer, je näher die Periode dieser Schwingungen mit der seiner freien „Hauptschwingung“ übereinstimmt. Diese „selektive Empfindlichkeit“ ist um so schärfer ausgebildet, je geringer die Dämpfung des Resonators ist. Durch die Einwirkung der primären Strahlung wird also stets eine unendliche kontinuierliche Reihe von sekundären Schwingungskomponenten im Resonator erregt, die mit einer einzigen oder möglicherweise mit einigen wenigen übereinander superponierenden gedämpften Schwingungen von bestimmter Periode äquivalent ist. Auf diese Weise findet der Verf. es erklärlich, daß bei nicht vorhandenem Isokronismus zwischen Erreger und Resonator die Wirkung auf den Resonator überhaupt einen endlichen meßbaren Wert hat und zwar einen größeren, als der Fall sein würde, wenn der Resonator nun auf einen schmalen Streifen des primären Spektrums reagieren würde. Durch weitere Verfolgung dieses Gedankens gelangt der Verf. zu einer Erklärung der Einwirkung des Erregers auf den Resonator auch in denjenigen Fällen, wo die Dämpfung des Resonators größer oder von derselben Größenordnung wie die des Erregers ist. K. F. L.

Helsingfors, Physikalisches Laboratorium der Universität.

(Eingesandt 15. September 1912.)

Adresse des Autors: Helsingfors, Physikalisches Laboratorium d. Univ.

R. Lindemann, Über die Verwendung der harmonischen Oberschwingungen des Poulsenkreises bei Messungen der Wellenlänge. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **14**, 624—633, 1912.

Zur absoluten Messung der Wellenlänge elektrischer Schwingungen sind bereits verschiedene Methoden benutzt. Die direkteste Methode besteht nach Feddersen in der Ausmessung des mittels eines rotierenden Spiegels photographisch aufgenommenen Bildes der Funkenentladung, welche die zu untersuchende Schwingung auslöst. Ferner gestattet die

Thomsonsche Formel aus der Kapazität und Selbstinduktion eines auf den Erregerkreis in loser Koppelung abgestimmten „Normalkreises“ die Wellenlänge zu berechnen, wobei insbesondere die Kapazität der Spule, die Selbstinduktion der im Kondensator befindlichen Leitungen sowie die Kapazität und Selbstinduktion der äußeren Zuleitungen zu berücksichtigen sind. H. Diesselhorst (Jahrb. **1**, 262, 1908) und Albert Campbell (Phil. Mag. (6) **18**, 794, 1909) haben gezeigt, daß beide Methoden bei längeren Wellen bis auf etwa 1 ‰ übereinstimmende Werte der Wellenlänge liefern. Diese Genauigkeit dürfte zurzeit schwerlich erreicht sein mit zwei anderen Methoden, welche auf der Messung der Spannung an den Klemmen eines Kondensators bekannter Kapazität (R. Lindemann, Ztschr. f. Instrumentenkunde 1912, S. 162) oder einer Spule bekannter Selbstinduktion (R. Jonaust, Journ. de phys. (5) **2**, 645—656, 1912) sowie auf der Messung der Stromstärke des den Kondensator bzw. die Spule durchfließenden Hochfrequenzstromes beruhen. Als letzte Methode, welche vor allem für die Messung kurzer Wellen in Frage kommt, wäre die Methode der Lecherschen Doppeldrähte zu nennen. Daß diese bei längeren Wellen merkliche Fehler ergibt, welche mit wachsender Wellenlänge zunehmen, hat Diesselhorst l. c. nachgewiesen. Bei 1000 m Wellenlänge beträgt der Fehler bereits etwa 3 %, und zwar ist die mit dem Drahtsystem gemessene Wellenlänge zu klein. Nach einer von E. Cohn (Das elektromagnetische Feld, S. 484) durchgeführten Rechnung steigt der Fehler von 0 auf 1 % in dem Wellenbereich von 0 bis 300 m.

Die genannten Meßmethoden bieten mit Ausnahme der zuletzt erwähnten nicht unerhebliche experimentelle Schwierigkeiten, zumal wenn es sich um die Messung kürzerer Wellen ($\lambda < 500$ m) handelt. Eine willkommene, experimentell äußerst einfache Ergänzung bildet die Verwendung der harmonischen Oberschwingungen eines durch den Poulsenschen Lichtbogen angeregten Schwingungskreises. Ausgehend von einer einzigen Wellenlänge, die nach einer der obigen Methoden auf einem Wellenmesser genau festgelegt sei, gestattet diese Methode prinzipiell schon bei der jetzt erreichbaren Konstanz der Poulsenschwingungen die ganze Skala der Wellenlängen von den längsten bis hinab zu etwa 50 m mit einer Genauigkeit von etwa 1 ‰ festzulegen durch Abstimmung des Wellenmessers auf die verschiedenen Oberschwingungen der stufenweise geänderten Grundschwingung. Zur Kontrolle der Angaben eines Wellenmessers in sich ist die Methode insbesondere geeignet.

Die Messung setzt naturgemäß eine hinreichend große Intensität der Oberschwingungen voraus. Durch Vergrößerung der Kapazität im

Erregerkreise ist eine Verstärkung derselben leicht möglich, allerdings auf Kosten der Konstanz der Frequenz. In vielen Fällen, insbesondere bei Verwendung der in der Technik üblichen empfindlichen Detektoren genügt die Intensität der Oberschwingungen im einfachen Poulsenkreis mit kleiner Kapazität. Anderenfalls gestattet eine zuerst von Schapira[1]) angegebene Schaltung die Oberschwingungen wesentlich zu verstärken, ohne daß die Frequenz der Grundschwingung größere Schwankungen aufweist. Der hierbei benutzte, von dem Lichtbogen angeregte zweite Schwingungskreis, der auf die gewünschte Oberwelle des ersten Kreises abzustimmen ist, erhält passend eine möglichst kleine Kapazität, damit die Schwingung im ersten Kreise stabil bleibt. Ist der zweite Kreis nicht genau auf eine Oberwelle des ersten Kreises abgestimmt, so entstehen in ihm außer der seiner Eigenwelle nächstliegenden Oberwelle auch die benachbarten harmonischen Oberschwingungen des ersten Kreises. Die Konstanz der so verstärkten Oberschwingungen bezüglich ihrer Frequenz und Intensität ist zweifellos besser als bei direkter Verstärkung durch Vergrößerung der Kapazität auf Kosten der Selbstinduktion im einfachen Poulsenkreise. Es gelang jedoch nicht, die verstärkten kurzen Oberwellen ebenso konstant zu erzeugen wie etwa eine längere Grundwelle ($\lambda > 1000$ m) in dem einfachen, passend gewählten Poulsenkreise, so daß sie beispielsweise für eine genauere Dämpfungsmessung geeignet war.

Unter Benutzung mehrerer der oben erwähnten Normalkreise wird in der vorliegenden Untersuchung zunächst der vom theoretischen Standpunkte aus vielleicht überflüssig erscheinende Nachweis erbracht, daß die Oberschwingungen des Poulsenkreises mit und ohne Verstärkung wirklich harmonisch sind. Bis auf eine maximale Abweichung von etwa 1 $^{0}/_{00}$ ergaben die mit den verschiedenen Normalkreisen gemessenen Oberwellen nach Multiplikation mit der Ordnungszahl die gleichfalls gemessene Grundwelle. Andererseits werden Beispiele für die Anwendung der Methode zur Messung langer und kurzer Wellen gegeben, wobei die Oberschwingungen bis zur 43. benutzt sind. Um zu zeigen, welche Meßgenauigkeit solche Versuche bei kurzen Wellen zu erreichen gestatten, blieb der zur Verstärkung dienende zweite Kreis am Lichtbogen dauernd unverändert, so daß seine Eigenwelle gleich der gewünschten kurzen Welle war, während der Hauptkreis schrittweise so verändert wurde, daß die Eigenwelle des zweiten Kreises bzw. eines mit ihm lose gekoppelten Resonanzkreises verschiedenen Oberwellen des

1) Schapira, Diss. Charlottenburg 1908; Jahrb. 2, 54, 1908.

Hauptkreises entsprach. Jeder dieser Abstimmungen folgte eine Messung der Grundschwingung des Hauptkreises. Die durch Division dieser Wellenlängen mit der Ordnungszahl erhaltenen Werte zeigten maximale Abweichungen von 1 bis 2 $^0/_{00}$ bei einer Welle von 80 m. Bei Benutzung höherer Oberschwingungen empfiehlt es sich, um die Bestimmung der Ordnungszahl zu erleichtern, nicht unmittelbar aufeinander folgende Oberschwingungen zu verwenden und die Zahl der übergeschlagenen Oberschwingungen zu beobachten. Bei den Versuchen diente ein vom Verf. früher beschriebener eigens für Meßzwecke konstruierter Poulsengenerator zur Erzeugung der Schwingungen (Jahrb. **4**, 561, 1911). Ldm.

(Eingesandt 1. Juli 1913.)

Adresse des Autors: Berlin-Charlottenburg, Königin Luise Str. 9.

Über Präzisionswiderstände für hochfrequenten Wechselstrom. Von Karl Willy Wagner und Alfred Wertheimer (Elektrot. Ztschr. 1913, Heft 22 u. 23).

Verwendet man Präzisionswiderstände bei Wechselstrom, besonders bei hoher Frequenz, so macht sich ihre Selbstinduktivität und ihre Kapazität oft störend bemerkbar. Die Induktivität läßt sich bekanntlich durch bifilare Wicklung der Widerstände erheblich verringern; die Kapazität wird jedoch durch diese Maßnahme erhöht, und zwar um so mehr, je größer die Drahtlänge und je geringer die Drahtstärke ist, d. h. besonders bei Widerständen mit hoher Ohmzahl. Zur Verminderung der Kapazität hat Chaperon eine besondere Art der Wicklung vorgeschlagen. Diese Wicklung besteht aus einer geraden Anzahl unifilarer Lagen, wobei der Wicklungssinn nach Fertigstellung jeder Lage umgekehrt wird. Die hierdurch zu erreichende Kapazitätsverminderung geht aus der folgenden Tabelle 1 hervor. Darin bedeutet C die zu den Enden der Widerstandsspule parallel geschaltet gedachte Kapazität.

Indessen ist auch die durch die Chaperonwicklung zu erzielende Kapazitätsverminderung bei hohen Widerständen für viele Zwecke nicht ausreichend; für solche Widerstände gibt Orlich eine besondere Wicklungsart an, bei welcher die Wirkung der Kapazität durch Erhöhung der Induktivität aufgehoben wird. Für kleine und mittelgroße Widerstände eignet sich diese Bewicklungsart weniger. Man kann aber auch hier, wie Hüter gezeigt hat, die Kapazität der Spulen durch künstliche Erhöhung der Induktivität kompensieren, indem man der Widerstandsspule einige unifilare (d. h. induktiv wirkende) Drahtwindungen hinzufügt.

Tabelle 1.

Widerstand in Ohm	Wicklung	Kapazität C in Mikrofarad	Beobachter
1000	Bifilar	$53 \cdot 10^{-5}$	Taylor u. Williams, Phys. Review, Bd. 26, S. 417, 1908.
1000	„	$40 \cdot 10^{-5}$	Schering u. Schmidt, Archiv f. Elektrotechn. 1913, S. 423.
1000	Chaperon	$9{,}4 \cdot 10^{-5}$	Wagner u. Wertheimer, Phys. Zeitschr. Bd. 13, S. 368, 1912.
1000	„	$7{,}7 \cdot 10^{-5}$	Schering u. Schmidt, l. c.
10000	Bifilar	$1200 \cdot 10^{-5}$	Orlich, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 12, S. 949, 1910.
10000	„	$880 \cdot 10^{-5}$	Schering u. Schmidt, l. c.
10000	Chaperon	$8{,}0 \cdot 10^{-5}$	Orlich, l. c.
10000	„	$17{,}5 \cdot 10^{-5}$	Wagner u. Wertheimer, l. c.
10000	„	$9{,}7 \cdot 10^{-5}$	Schering u. Schmidt, l. c.

Die Verfasser haben sich mit der Frage der Herstellung möglichst induktions- und kapazitätsfreier Widerstände seit längerer Zeit beschäftigt. Den Anlaß hierzu gaben Messungen dielektrischer Verlustwinkel mittels der Wienschen Wechselstrombrücke bei der Frequenz der Fernsprechströme (im Mittel 800 Perioden). Bei diesen Messungen verursacht die Kapazität und Induktivität der Brückenwiderstände häufig einen Meßfehler, dessen Betrag die zu messende Größe übersteigt. Nun läßt sich zwar dieses Fehlerglied durch eine zweite Messung ermitteln. Die hierdurch bedingte Mehrarbeit fällt aber namentlich bei der Ausführung umfangreicher Meßreihen ins Gewicht, und auch die Meßgenauigkeit wird durch die Bestimmung des gesuchten Verlustwinkels als Differenz zweier Meßwerte beeinträchtigt. Es erschien daher wichtig, Meßwiderstände zu konstruieren, deren Induktivität und Kapazität so gering ist, daß ihr Einfluß — wenigstens für die meisten technischen Verlustwinkelmessungen — vernachlässigt werden kann. Hierbei kam es in erster Linie darauf an, Konstruktionen der Widerstandsspulen zu finden, welche bereits bei fabrikmäßiger Herstellung die erforderlichen geringen Beträge der Kapazität und Induktivität aufweisen, jedenfalls also einer besonderen Abgleichung hinsichtlich dieser Größen nicht mehr bedürfen.

Als Maßstab für den Einfluß der Induktivität L und Kapazität C eines Widerstandes R betrachtet man zweckmäßig seine Zeitkonstante: $T = \frac{L}{R} - CR$. Aus ihr berechnet sich die Phasenverschiebung des Widerstandes bei der Kreisfrequenz ω, wenn T klein ist, zu $\varphi = \omega T$.

Bei großen Widerständen überwiegt der Einfluß der Kapazität; ihre Zeitkonstante ist daher negativ. Bei kleinen Widerständen wird umgekehrt der Wert der Zeitkonstante durch die Induktivität so gut wie allein bestimmt. In den Widerständen der herkömmlichen Bauart ist die Zeitkonstante der kleinen und der großen Widerstandsstufen (unter 20 und über 100 Ohm) sehr beträchtlich, insofern als sie schon bei einer mittelhohen Frequenz (z. B. 1000 Perioden) eine Phasenverschiebung von vielen Minuten hervorruft.

In dieser Arbeit wird nun gezeigt, daß sich die Zeitkonstante dieser Widerstände durch geeignete Ausführung der Wicklung auf einen kleinen Bruchteil der bisherigen Werte herabsetzen läßt. Eine Vorbedingung für den Erfolg der dahin gehenden Bestrebungen war die genaue Messung der kleinen Phasenwinkel der Widerstände, die die Schaffung besonderer Versuchseinrichtungen erfordert hat. Hat es sich doch um die Bestimmung von Phasenwinkeln gehandelt, die in vielen Fällen nur einen Bruchteil einer Bogenminute betragen haben! Die hierzu erforderliche Meßgenauigkeit ist durch eine Brückenmethode erreicht worden. Voneinander unabhängige Messungen desselben Phasenwinkels haben gezeigt, daß die erhaltenen Werte im allgemeinen nur um eine, höchstens zwei Bogensekunden unsicher sind. Die Darlegung der Einzelheiten würde an dieser Stelle zu weit führen; bezüglich ihrer muß auf die Urarbeit verwiesen werden.

Nachdem somit die Möglichkeit einer einwandfreien Bestimmung der kleinen Phasenwinkel der Widerstände vorlag, ergaben sich nach einer Durchmessung der gebräuchlichsten Widerstandsformen die zur Verbesserung der Widerstände nötigen Maßnahmen von selbst. Sie stimmen im großen und ganzen mit denjenigen überein, die in einer während des Verlaufes dieser Untersuchung erschienenen Arbeit von Curtis und Grover empfohlen werden.

Durch eine systematische Untersuchung des Einflusses, den die verschiedenen Faktoren auf die Zeitkonstante haben, sind die Bedingungen genauer festgestellt worden, unter denen die eine oder andere Konstruktion mit Vorteil anzuwenden ist. Die Hauptergebnisse der Arbeit werden in folgendem kurz mitgeteilt. Die wichtigsten Zahlen sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

1. Bei kleinen Widerständen wird der Wert der Zeitkonstante durch die Größe der Selbstinduktivität so gut wie allein bestimmt. Da bei Widerständen derselben Bauart die Induktivität langsamer abnimmt als der Widerstand, so wird die Einhaltung eines bestimmten niedrigen Wertes der Zeitkonstante um so schwieriger, je niedriger der

Tabelle 2.

Bisher übliche Ausführungsformen					Neue Formen		
Nr.	Widerstand in Ohm	Bauart	10^8 T	φ in Bogenminuten für $\omega = 10000$	Bauart	10^8 T	φ
1	0,1	Bifilar gewickelter Draht	+ 138	+ 47′	Bifilar gefaltetes Manganinband	+ 9	+ 3,1′
2	1	do.	+ 40,8	+ 14′	do.	+ 4,7	+ 1,6′
3	10	do.	+ 8,24	+ 2,8′	a) do. b) 4 Abteilungen zu 40 Ω	+ 1,6 + 1,3	+ 0,55′ + 0,45′
4	20		—	—	Bifilar gewick Draht Abteilungen zu 80 Ω	+ 0,5	+ 0,17′
5	70	Bifilar gewickelt	− 0,82	− 0,28′	Bifilarspule auf 2 voneinander isolierten Metallröhren	− 0,55	− 0,19′
6	100	a) do. b) Chaperon, 1 Abtlg.	− 2,95 + 8	− 1,0′ + 2,7′	2 bifilar gewickelte Abt. zu 50 Ω auf einem gemeinsamen Metallrohr	− 0,03	− 0,01′
7	200	a) Bifilargewickelt b) Chaperon, 1 Abtlg.	ca. − 8 ca. + 3,8	ca. − 2,7′ ca. + 1,3′	Chaperon, 2 Abtlg. auf einem gemeinsamen Metallrohr	+ 0,33	+ 0,11′
8	700	Bifilar gewickelt	ca. − 30	ca. − 10′	Chaperon, 5 Abtlg. auf isolierten Metallzylindern und Kern aus Hartfiber	− 0,29	− 0,10′
9	1000	a) do. b) Chaperon, 3 Abtlgen.	− 53 − 18	− 17′ − 6,2′	a) Chaperon, 6 Abtlg. gemeinsamer Metallzylinder b) Getrennte Metallzylinder auf gemeinsamem Fiberkern	− 5,2 − 0,42	− 1,8′ − 0,14′

Widerstand ist. Die starke Zunahme der Zeitkonstante bifilar gewickelter Spulen mit abnehmendem Widerstand geht aus der Tabelle 2 deutlich hervor.

Wegen des beträchtlichen Leiterquerschnittes der Spulen von geringem Widerstande läßt sich die bifilare Wicklung erheblich wirksamer gestalten, wenn man anstatt des Runddrahtes dünnes Band verwendet, welches unter Zwischenlegung einer dünnen Isolierschicht bifilar zusammengefaltet wird (Tabelle 2, Nr. 1, 2 und 3a). Da indes bei einem Widerstande von 10 Ohm und darüber das Band noch unbequem lang ausfällt, wurde zur Verminderung der Zeitkonstante noch ein anderer Weg mit Erfolg beschritten. Es kommt offenbar hier nur darauf an, daß in möglichster Nähe eines jeden Stromfadens ein zweiter Faden mit gleicher Stromstärke, aber entgegengesetzter Stromrichtung fließt. Die Zeitkonstante muß daher abnehmen, wenn man die Hin- und Rückleitung in mehrere Fäden auslöst, und je einen Faden der Hinleitung mit je einem Faden der Rückleitung zu einer bifilaren Wicklung vereinigt; Hin- und Rückleitung verlaufen dann nicht mehr neben-, sondern in gewissem Sinne ineinander. Praktisch läßt sich dieser Gedanke sehr einfach dadurch ausführen, daß man n bifilar gewickelte Spulen zu je $10n$ Ohm übereinander (oder nebeneinander) auf den Spulenkern aufbringt und parallel schaltet. Bei den Spulen zu 10 und 20 Ohm hat sich eine Wicklung aus 4 Abteilungen als besonders zweckmäßig erwiesen (Tabelle 2, Nr. 3b und 4).

2. Bei mittelgroßen Widerständen zwischen 50 und 100 Ohm erhält bei der gewöhnlichen Bifilarwicklung die Zeitkonstante von vorneherein einen ziemlich niedrigen Wert. Die Induktivität und die Kapazität heben sich hier in ihrer Wirkung bis auf geringe Beträge auf. Bei $R = 100$ Ohm beginnt aber die Kapazität schon zu überwiegen; daher sind diese Widerstände aus 2 in Reihe geschalteten bifilar gewickelten Abteilungen zu je 50 Ohm hergestellt worden, wobei die Zeitkonstante von $3 \cdot 10^{-8}$ auf einen verschwindend kleinen Wert (in Mittel $0{,}03 \cdot 10^{-8}$) hinabging (Tabelle 2, Nr. 6).

3. Die Kapazitätsverminderung durch Unterteilung der Wicklung erweist sich besonders bei großen Widerständen (200 Ohm und mehr) als vorteilhaft. Damit dieses Mittel voll zur Geltung komme, ist es aber außerdem erforderlich, auch die gegenseitige Kapazität zwischen den einzelnen Abteilungen niedrig zu halten. Ihr Einfluß läßt sich dadurch beträchtlich vermindern, daß man die Abteilungen nicht auf ein gemeinsames Metallrohr, sondern auf Einzelrohre wickelt, die voneinander isoliert sind. Eine Konstruktion, die sich bewährt hat, besteht darin, daß diese Rohre auf einen gemeinsamen Kern aus Hartfiber aufgeschoben werden. Die durch diese Mittel erzielte Verminderung der Zeitkonstante zeigt Tabelle 2, Nr. 8 und 9.

Aus den in der Urarbeit mitgeteilten Meßwerten an Sätzen gleichartiger Spulen ergibt sich auch ein Bild davon, welche Gleichmäßigkeit in bezug auf die Zeitkonstante bei einer sorgfältigen fabrikmäßigen Herstellung der Spulen zu erreichen ist. Sämtliche Versuchsspulen hat Herr O. Wolff, Berlin W 35, am Karlsbad 15 in dankenswerter Weise mit großer Sorgfalt und Bereitwilligkeit ausgeführt. A. W.

(Eingesandt 7. Juli 1913).

Adresse des zweiten referierenden Autors: München, Prinzregentenstr. 52.

W. Lenz, Über das elektromagnetische Wechselfeld der Spulen und deren Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität. Diss. München 1911. — Über die Kapazität der Spulen usw. Ann. Phys. **37**, 923—974, 1912.

Die Annalenarbeit ist gegen die Diss. vielfach gekürzt und stellenweise methodisch eleganter gestaltet; im übrigen sind beide Arbeiten gleichen Inhalts. Dieser zerfällt in die Berechnung I. des magnetischen, II. des elektrischen Spulenfeldes, III. in einen numerischen Teil, in dem die entsprechenden Formeln verschiedener Autoren miteinander verglichen werden.

Wir wollen uns im gegenwärtigen Referat auf denjenigen Teil der beiden Arbeiten beschränken, der sich auf das magnetische Feld bezieht (Widerstand und Selbstinduktion). Die Besprechung des elektrischen Teiles wollen wir bis zum Erscheinen zweier Arbeiten des Verf. über Spulenkapazität und Eigenschwingungen verschieben.

Aus einer Sommerfeldschen Arbeit, Ann. Phys. **15**, 673, 1904, in der die Ganghöhe vernachlässigt und die Spule in einen Zylindermantel deformiert wurde, war das allgemeine Verhalten des Wechselstromwiderstandes einer Spule bekannt. Um auch den Einfluß der Ganghöhe auf den Wechselstromwiderstand berücksichtigen zu können, mußte die Lösung des Problems der Form der Drähte (Querschnittskreise) angepaßt und in mathematischer Strenge verfahren werden. Die Ansätze hierzu hat Sommerfeld in einer Arbeit von 1907, Ann. Phys. **24**, 609, gegeben; es konnte dort jedoch nur der Fall niedriger Schwingungszahlen behandelt werden. Der allgemeine Fall beliebiger Schwingungszahlen, dessen Erledigung kompliziertere mathematische Hilfsmittel erfordert, bildet den Gegenstand des magnetischen Teiles der hier zu referierenden beiden Arbeiten.

Der Rechnung wurde zugrunde gelegt eine unendlich lang gedachte Spule von so großem Radius, daß das Verhältnis Radius : Gang-

höhe (Windungsabstand) eine große Zahl ist (sagen wir 10 und mehr). Die mathematischen Entwickelungen wurden kompliziert, weil die Form der Drähte (Querschnittskreise) exakt berücksichtigt wurde. Bei einem einfachen geraden Draht lassen sich Stromverteilung und magnetisches Feld auch im Falle des ausgeprägten Skineffektes noch verhältnismäßig einfach mittels Besselscher Funktionen darstellen, da um die Drahtachse herum Symmetrie herrscht. Diese Symmetrie ist im Falle der Spule gestört; wegen des großen inneren magnetischen Feldes wird der Strom bei hohen Frequenzen stark an die Innenseite des Drahtes gedrängt. Auch das magnetische Feld wird entsprechend verzerrt. Die Stromverteilung, wie auch das magnetische Feld werden für jede Frequenz in aller Strenge angegeben. Daraus konnten dann Widerstand und Selbstinduktion der Spule ermittelt werden. Da die Formel für niedrige Schwingungszahlen von Sommerfeld schon angegeben ist, so interessiert hier nur der Fall sehr hoher Schwingungszahlen. Groß wird bekanntlich eine Schwingungszahl genannt, wenn

$$|k| r = r \sqrt{4 \pi n \mu \sigma} \gg 1,$$

wo

r = Drahtradius,
n = Schwingungszahl in 2π sec. (ganze Schwingungen),
μ = Permeabilität des Drahtmaterials,
σ = Leitfähigkeit desselben.

Sei noch:

h = Ganghöhe (Abstand zweier Windungen von Drahtachse zu Drahtachse gerechnet)

und bedeute abkürzend:

$$v = \frac{2 \pi r}{h},$$

so kann das Verhältnis von Wechselstromwiderstand w zum Gleichstromwiderstand w_0 so geschrieben werden:

$$\frac{w}{w_0} = r \cdot \sqrt{\frac{\pi n \mu \sigma}{2}} \cdot \varphi(v).$$

Für $\varphi(v)$ ergab die numerische Rechnung eine Kurve, die in Fig. 1 dargestellt ist, und von der hier einige Zahlenwerte angegeben seien:

$$v = \frac{\pi}{8} \quad \frac{\pi}{4} \quad \frac{\pi}{2} \quad \pi$$

$$\varphi = 1{,}076 \quad 1{,}28 \quad 1{,}92 \quad 3{,}73$$

In der Figur sind als Kreise einige Meßwerte von Black (Diss. Straßburg 1905, Ann. Phys. **19**, 157, 1906; vgl. auch A. Sommerfeld, Ann. Phys. **24**, 629, 1907) eingezeichnet, die bei hohen Schwingungszahlen gewonnen wurden. Sie liegen etwas unterhalb der theoretischen Kurve, was darauf schließen läßt, daß die dortigen Schwingungszahlen noch nicht hoch genug waren, wenn nicht irgend welche Fehler in der Messung vorliegen. Die Blackschen Werte sind strichpunktiert mit den schon bei Sommerfeld bekannten Endpunkten $v = 0$ und $v = \pi$ der φ-Kurve verbunden. Punktiert eingezeichnet ist ferner eine Kurve, die aus einer theoretischen Betrachtung von L. Cohen, Bull. Bur. of Stand. 4, Nr. 1, S. 161, 1907, für hohe Schwingungszahlen folgt. Diese Kurve beansprucht eine Gültigkeit jedoch nur für dichte Wickelung (v nahe gleich π). Die für unsere strenge φ-Kurve angegebenen Zahlenwerte sind in der letzten Dezimale unsicher; die numerischen Rechnungen, aus denen φ gewonnen wird, sind sehr kompliziert.

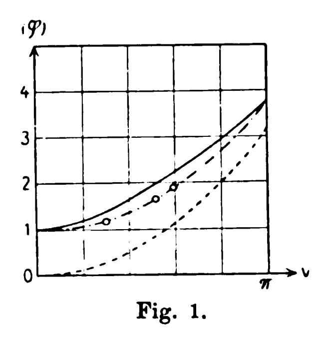


Fig. 1.

Auch die Selbstinduktion kann genau angegeben werden. Doch wird der Wert dieser Genauigkeit bei nicht sehr langen Spulen wieder einigermaßen illusorisch, weil im allgemeinen die bei uns vernachlässigte Wirkung der Spulenenden zu berücksichtigen ist. Man findet im *Gleichstromfall* (= Grenzfall sehr langsamer Schwingungen) für die Selbstinduktion pro Windung:

$$L = \frac{4\pi^2 R^2}{h} + 4\pi R L_0,$$

wobei

R = Spulenradius (gemessen von der Spulenachse bis zur Achse des Drahtes)

und L_0 eine Funktion des Verhältnisses Drahtradius : Ganghöhe ist, die in guter Näherung so geschrieben werden kann:

$$L_0 = \frac{1}{4} - \log \text{nat} (1 - e^{-v}) - \frac{v}{2} + \frac{v^2}{24}.$$

Diese Funktion ist in der beigegebenen Fig. 2 dargestellt (ausgezogene Kurve). Man sieht, daß die Korrektion $4\pi R L_0$ um so größer wird je weiter die Windungen voneinander entfernt sind. Daß das Verhältnis Drahtradius: Windungsabstand auch sonst für den Wert der Selbstinduktion wesentlich ist, erkennt man aus dem Verhalten der Selbstinduktion der Doppelleitung oder des Kreisringes; in beiden Fällen geht die Selbstinduktion mit log nat r/h, wenn $r \ll h$, wie dies für kleines v auch bei L_0 der Fall ist.

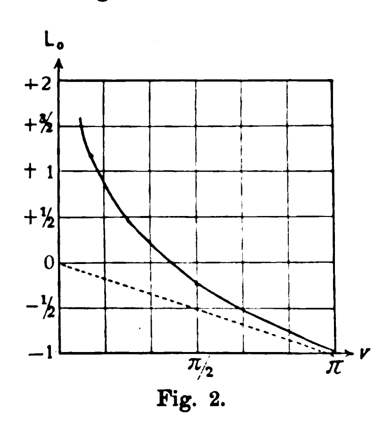


Fig. 2.

In der Figur ist noch ein Wert für L_0 eingetragen, der sich bei Heaviside, El. papers **1**, 356, für den Fall $v = \pi$ findet (es war hierzu eine kleine Umrechnung nötig, weil Heaviside den Spulenradius anders zählt als wir). Wie man sieht, stimmt dieser Heavisidesche Wert mit unserem strengen gut überein. Die Verallgemeinerung dieses Heavisideschen Wertes für beliebige v:

$$L_0 = -\frac{v}{3},$$

die punktiert eingetragen ist, findet sich bei Coffin, Bull. Bur. of Stand. **2**, 351, 1906, und A. Esau, Ann. d. Phys. **34**, 57, 1911.

Wir haben die Selbstinduktion nur im Falle langsamer Schwingungen angegeben, weil sie sich mit der Schwingungszahl nur wenig ändert. In der Diss. ist noch das erste Entwickelungsglied der Reihe nach Potenzen von n^2 behandelt. W. L.

(Eingesandt 9. September 1913.)

Adresse des Autors: München, Arcisstr. 63.

Mitteilungen aus der Praxis.

Der Hochfrequenzwiderstand von einlagigen, mit Massivdraht bewickelten Induktionsspulen.

Von **L. W. Austin.**

Battelli und Magri[1]) haben zuerst gezeigt, daß der Hochfrequenzwiderstand eines Drahtes größer ist, wenn der Draht in Form einer Spule gewickelt, als wenn er gerade ausgespannt wurde. Theoretisch ist die Frage von Wien[2]), Sommerfeld[3]) und Cohen[4]) behandelt, experimentell von Black[5]), Fleming[6]), Lindemann[7]) und Meißner[8]). Fleming hat bei seiner Arbeit eine Art von großem Luftthermometer benutzt, in dessen beide Teile gleiche Spulen eingesetzt waren, deren eine von einem Gleichstrom, deren andere von dem Strom der gewünschten Frequenz durchflossen wurde. Da die Erhitzung jeder Spule gleich dem Quadrat des Stromes multipliziert mit dem Widerstand ist, so ist, wenn das Luftthermometer sich im Gleichgewicht befindet, das Verhältnis des Widerstandes der Spulen bei einer gegebenen Frequenz und bei Gleichstrom umgekehrt proportional dem Quadrat der Stromstärken. In den unten zu beschreibenden Experimenten wurde diese Methode insofern geändert, als das Differentialthermometer durch zwei gleiche Ölkalorimeter ersetzt wurde, die die beiden Spulen, deren Hochfrequenzwiderstand gemessen werden sollte, enthielten. Die Gleichheit der Temperatur in den beiden Kalorimetern wurde durch ein Differentialthermoelement bestimmt. Ungleichheiten in den Kalorimetern und Spulen wurden durch Vertauschen des Gleich- und Hochfrequenzstromes kompensiert. Diese, wenn auch umständliche Methode, scheint fähig zu sein, viele exaktere Resultate zu geben, als die Methoden der Dekrementsmessung oder des halben Ausschlages, besonders da diese beiden letzteren den Nachteil haben, zugleich mit dem zu bestimmenden Widerstand alle Quellen von Energieverlust im Kreise mitzumessen.

1) A. Battelli u. L. Magri, Phil. Mag. **5**, 19, 1903.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. **14**, 1, 1904.
3) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **15**, 673, 1904.
4) L. Cohen, Bull. Bureau of Standards **4**, 161, 1907.
5) T. B. Black, Ann. d. Phys. **19**, 157, 1906.
6) J. Fleming, Principles of Electric Wave Telegraphy, 1910.
7) R. Lindemann, Jahrb. **4**, 561, 1911.
8) A. Meißner, Jahrb. **3**, 57, 1909.

Anordnung des Apparates.

Die Anordnung des Apparates zeigt Fig. 1. *T* ist ein Transformator, der durch einen Wechselstrom von 60 Perioden pro Sekunde gespeist wird. *G* ist eine rotierende Funkenstrecke, die so eingestellt wurde, daß sie außerordentlich gleichmäßige Entladungen gab. Man erhielt mit ihr einen viel konstanteren Hochfrequenzstrom als mit irgendeiner der Löschfunkenstrecken. *C* ist eine Batterie Leidener Flaschen, *L* eine Induktionsspule. Dieser Kreis induziert auf einen zweiten Kreis *C′ L′*, der lose mit ihm gekoppelt ist. Der Strom dieses Kreises durchfloß die Spule *X* eines der Kalorimeter, während die

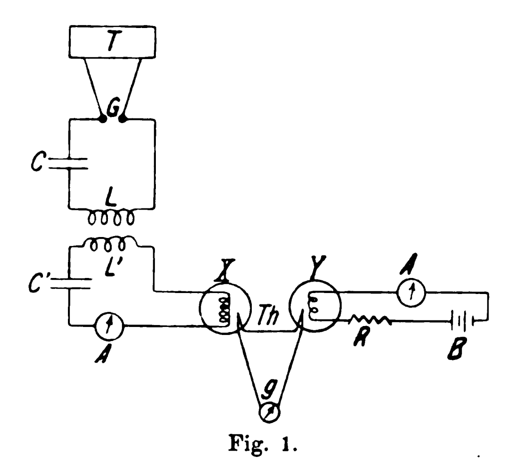


Fig. 1.

andere Spule *Y* durch einen von der Batterie *B* gespeisten Strom erhitzt wurde. Der Hochfrequenz- und Gleichstrom wurde durch das Amperemeter *A* resp. *A′* gemessen. Das Hitzdrahtamperemeter war nicht geshuntet und sorgfältig für die verwendete Wellenlänge geeicht.

Die Kalorimeter waren aus Glas hergestellt, 15 cm hoch und 10,8 cm im Durchmesser. Jedes war mit der gleichen Menge Petroleum gefüllt, die verschieden war je nach der Größe der Spulen, die verglichen wurden. Um Gleichheit der Temperatur in den Kalorimetern zu sichern, war jedes mit einem von einem Motor getriebenen Rührer versehen. Die Spulen waren aus 0,40 mm doppelt-seidenumsponnenen Kupferdraht auf Glaszylinder von ca. 8,5 cm Durchmesser gewickelt. Die Differentialthermoelemente waren aus 0,25 mm dicken Konstantan- und Kupferdraht hergestellt und mit einem empfindlichen Galvanometer von geringem Widerstand verbunden.

Meßmethode.

Bei der Aufstellung der Apparatur wurden die Kalorimeter vor Zugluft geschützt. Nach Einschalten der Ströme wurde der Wechselstrom durch Änderung der Koppelung LL' und der Gleichstrom in der Weise reguliert, daß die Temperatur in den beiden Kalorimetern nahezu konstant war. Die Temperaturerhöhung betrug bei den verschiedenen Experimenten 20—30°. Wenn das Gleichgewicht nahezu erreicht war, was etwa eine halbe Stunde dauerte, so wurden die Temperaturen in den beiden Kalorimetern durch sorgfältige Einstellung des Gleichstromes so genau gleich gemacht als möglich. Es wurde dann 15 Minuten lang der Hochfrequenzstrom und der Gleichstrom jede halbe Minute abgelesen. Die Kalorimeter wurden sodann vertauscht und der ganze Vorgang wiederholt. Diese Auswechselung der Kalorimeter machte alle Korrekturen unnötig, welche bei kalorimetrischen Messungen zu berücksichtigen sind. Es war zu bestimmen, wie groß der Gleichstrom sein mußte, um dieselbe Heizwirkung auszuüben, wie diejenige war, welche von einem gegebenen Hochfrequenzstrom in einer gegebenen Spule erzeugt wurde. Sechs Paar Spulen verschiedener Selbstinduktion wurden auf Glaszylinder von großem Durchmesser gewickelt. Die Hauptkonstanten dieser Spulen sind in Tabelle 1 gegeben; ihren Widerstand für verschiedene Wellenlängen enthält Tabelle 2.

Tabelle 1.

Durchmesser des doppelt mit Seide umsponnenen Kupferdrahtes = 0,04 cm.
Durchmesser der Spulen = 8,6 cm; Windungen pro cm = 18,9.

Spule	Länge	Windungszahl	Selbstinduktion
1	0,60 cm	11	0,022 m. h.
2	1,10	20,5	0,066
3	1,55	29,5	0,115
4	2,65	50	0,273
5	3,75	70,5	0,475
6	5,40	102	0,775

Tabelle 2.

Spule 1.			Spule 2.		
λ m	R' Ohm	R'' Ohm	λ m	R' Ohm	R'' Ohm
360	0,685	1,45	400	1,21	2,50 x
550	0,565	1,06	550	1,05	2,05
780	0,500	0,86	780	0,940	1,70
970	0,485	0,72	970	0,890	1,54
1500	0,450	0,50 x	1150	0,860	1,36
D. C.	0,420		1440	0,835	1,25
			2000	0,813	1,15 x
			D. C.	0,78	

Tabelle 2 (Fortsetzung).

Spule 3.

λ m	R′ Ohm	R″ Ohm
600	1,478	3,50 x
780	1,330	2,80
970	1,270	2,50
1150	1,235	2,23
1440	1,200	1,98
1900	1,180	1,81
D. C.	1,12	

Spule 4.

λ m	R′ Ohm	R″ Ohm
600	2,501	7,40 x
780	2,260	6,56
970	2,180	5,80
1440	2,060	4,60
1900	1,995	4,04
2400	1,965	3,56
3000	1,930	3,40 x
D. C.	1,90	

Spule 5.

λ m	R′ Ohm	R″ Ohm
970	2,96	9,00 x
1440	2,87	7,54
1900	2,81	6,80
2400	2,77	6,30
2900	2,74	5,82
4000	2,72	5,50 x
D. C.	2,68	

Spule 6.

λ m	R′ Ohm	R″ Ohm
1000	4,45	14,70 x
1500	4,20	13,15
2000	4,06	11,75
2500	3,99	10,81
3000	3,96	10,11
4000	3,93	9,21
D. C.	3,88	

R' = Hochfrequenzwiderstand des geraden Drahtes; R'' = Hochfrequenzwiderstand desselben Drahtes als Spule gewickelt; x = extrapoliert. D. C. (direct current) = Gleichstromwiderstand.

Eichung anderer Spulen.

Nach der Bestimmung des Widerstandes der sechs Paar Standardspulen wurde eine Walzeninduktionsspule der Fessendentype mit den Standardspulen verglichen. Diese Spule war auf einen Hartgummizylinder von 17,1 cm Länge und 10,2 cm Durchmesser gewickelt, und zwar aus Kupferdraht von 0,51 mm mit einer Gesamtwindungszahl von 220 Windungen entsprechend 12,8 Windungen pro Zentimeter. Der Draht war, wenn er nicht als Selbstinduktion benutzt wurde, auf einen parallelen Metallzylinder gewickelt[1]).

Die Meßmethode war folgende: Ein mit Summer erregter Wellenmesser B (siehe Fig. 2) erregt den Schwingungskreis A, der das Thermoelement Th und den variablen Luftkondensator C enthält. Durch Schalter kann entweder eine der Standardspulen L oder die variable Selbstinduktion L' in diesen Kreis eingeschaltet werden, wobei man in jedem Fall die Ablenkungen an dem mit dem Thermoelement ver-

1) Die variable Selbstinduktion hat Ähnlichkeit mit dem Parallel-Zylinderwiderstand von Lord Kelvin.

bundenen Galvanometer abliest. Ein Widerstand aus genügend feinem Draht wird dann in Serie mit der Selbstinduktion geschaltet, die den größeren Ausschlag gibt, und solange geändert, bis der Ausschlag gleich dem bei Einschaltung der anderen Selbstinduktionsspule ist. Dabei sind die Verbindungen zu den Klemmen der beiden Selbstinduktionsspulen zu vertauschen, um den Selbstinduktionseffekt der Zuführungen zu kompensieren. Bei der Messung der kleineren Selbstinduktionen war es nötig, den Kondensator nach Vertauschung der Zuführungen ein wenig wieder einzustimmen. Wenn geringe Differenzen im Widerstandswert beobachtet wurden, die auf diese Vertauschungen

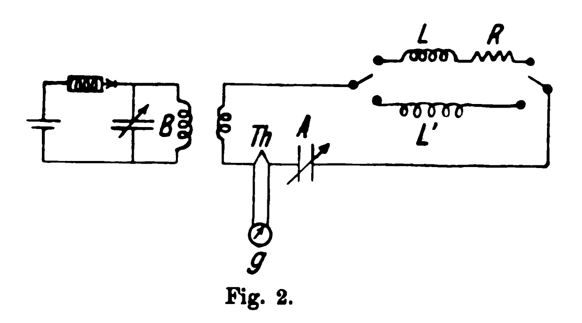


Fig. 2.

zurückzuführen waren, so wurde ein Mittelwert genommen[1]). Wenn diese Differenz in dem Widerstand einmal bestimmt ist, so ist, da der Widerstand der bereits mit dem Ölkalorimeter bestimmten Standardspule bekannt ist, der Widerstand der Selbstinduktionsspule, der einer gegebenen Anzahl Windungen und einer gegebenen Wellenlänge entspricht, zugleich bestimmt.

Wenn die variable Selbstinduktionsspule in dieser Weise für verschiedene Punkte und verschiedene Wellenlängen bestimmt ist, so hat man in ihr eine Standardspule zum Vergleich von Widerständen jeder anderen Selbstinduktion, die innerhalb ihrer Grenzen liegt, und zwar mit Hilfe einer der obigen ähnlichen Methode.

Die Eichung der Selbstinduktion nach Fessenden für verschiedene Wellenlängen ist in Fig. 3 wiedergegeben. Wie man sieht, sind die Kurven der Figur nicht gerade Linien, vielmehr wächst der Hochfrequenzwiderstand schneller als die Windungszahl. Dieses Resultat

1) Es ist natürlich wünschenswert, die zu untersuchenden Selbstinduktionen in einiger Entfernung vom Summerkreis aufzustellen, und zwar im rechten Winkel zu der im Summerkreis liegenden Selbstinduktion.

stimmt meiner Meinung nach nicht mit irgendeiner der mannigfachen Formeln überein, die für den Hochfrequenzwiderstand von Selbstinduktionsspulen abgeleitet sind. Die Krümmung ist nur in dem ersten Teil der Kurve besonders deutlich; sie hat ihren Grund wahrscheinlich in der Streuung des magnetischen Feldes. Da vermutet wurde, daß möglicher Weise ein Teil des Widerstandes seinen Grund in dielektrischen

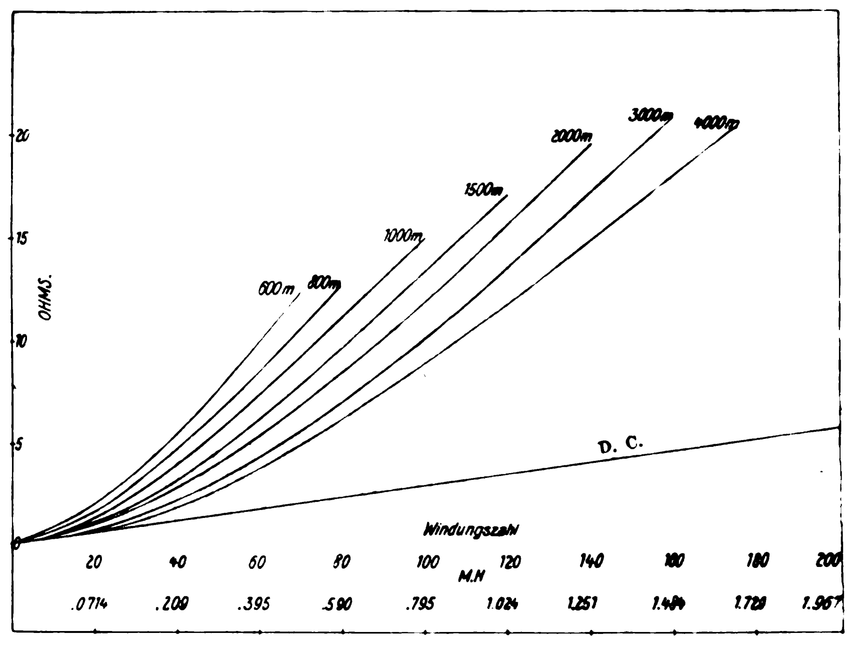


Fig. 3.

Verlusten zwischen den einzelnen Windungen der Spulen haben könne, wurde ein Vergleich angestellt zwischen der schon geeichten variablen Selbstinduktionsspule nach Fessenden und einer Flachspule nach Fessenden aus Siliciumbronzeband, die auf einen Fiberrahmen mit Luftisolation zwischen den Windungen gewickelt war. Diese Spule hatte 55 Windungen, war 34,5 cm lang und hatte einen Durchmesser von 26 cm; das Band war 0,62 cm breit und 0,13 cm dick und war mit der Breitseite im rechten Winkel zur Spulenachse gewickelt. Die Resultate des Vergleiches sind in Tabelle 3 wiedergegeben. Man sieht, daß die Kurven im allgemeinen von derselben Form

sein würden, wie die der Standardspulen und der variablen Selbstinduktion. Als Kontrolle für diese Resultate, und um sicher zu sein, daß Hochspannung zwischen den Windungen keinen Einfluß auf das Resultat hat, wurde noch ein Vergleich angestellt zwischen der Sendespule und den Standardspulen in Öl bei Benutzung von Funkenerregung und demselben Strom in den Spulen (1—2 Amp.) und bei derselben Anordnung, wie bei den kalorimetrischen Versuchen. Der in dieser Weise bestimmte Widerstand der Sendespule war tatsächlich derselbe, wie der nach der Summermethode bestimmte. Tabelle 4 gibt die Widerstände und das Verhältnis $\frac{R''}{R'}$, für zwei Spulen, die beinahe dieselbe Selbstinduktion hatten, aber in Gestalt und Drahtdurchmesser voneinander abwichen.

Tabelle 3.

Sendespule nach Fessenden.

Windungszahl. . . .	15	30	45	55
Selbstinduktion . . .	0,071 m. h.	0,193	0,338	0,437
Wellenlänge m	R'' Ohm	R'' Ohm	R'' Ohm	R'' Ohm
600	1,2	2,75	4 48	
800	0,99	2.40	4,07	5,25
1000	0,80	2,20	3,65	4,80
1500	0,65	1,88	3,30	4,32
2000	0,55	1,64	2,92	3,83
3000	0,40	1,40	2,55	3,35
Gleichstromwiderst.	0,023	0,046	0,070	0,085

Tabelle 4.

λ m	R' Ohm	R'' Ohm	$\frac{R''}{R'}$	R'	R''	$\frac{R''}{R'}$
600	2,96	11,00	3,72	1,27	9,05	7,12
800	2,65	9,41	3,56	1,10	7,60	6,91
1000	2,48	8,44	3,40	1,01	6,95	6,89
1500	2,20	6,88	3,12	0,847	5,59	6,60
2000	2,13	6,02	2,82	0,750	4,70	6,25
3000	2,06	4,85	2,35	0,620	3,81	6,15
Gleichstr.-widerstand	1,99	—	—	Gleichstr.-widerstand 0,345		—

Windungszahl 64.
Selbstinduktion 0,420 m. h.
Länge 5 cm
Spulendurchmesser 10,2 cm
Drahtdurchmesser 0,51 mm

Windungszahl 50
Selbstinduktion 0,428 m. h.
Länge 7,8 cm
Spulendurchmesser 15,9 cm
Drahtdurchmesser 1,29 mm

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Versuche wurden von meinen Assistenten, den Chef-Elektrikern der Flotte der Vereinigten Staaten Meneratti und Kitchin ausgeführt.

(Nach dem englischen Manuskript übersetzt von P. Ludewig.)

(Eingesandt 25. April 1913.)

Adresse des Autors: Washington, U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory.

Mittel zur Verhütung des Zuckens von Glühlampen bei Verwendung von Wehneltunterbrecher zu Versuchen mit drahtloser Telegraphie.

Von **Karl Unger.**

Bei Versuchen mit drahtloser Telegraphie, bei denen im Primärstromkreis des Induktors ein Wehneltnickelstiftunterbrecher Verwendung findet, wird es als sehr lästig empfunden, daß die Glühlampen des Leitungsnetzes im Telegraphiertempo mitzucken. Es läßt sich dieser Übelstand dadurch bis zur Unkenntlichkeit beseitigen, daß man mittels zweier Tasterkontakte das eine Mal den Strom durch den Induktor, das andere Mal durch eine entsprechende Selbstinduktionsspule sendet. In der Praxis wird man diese Spule mit unterteiltem Eisenkern am besten ziemlich gleich der Primärspule des Induktors bauen; am besten wird man die einzelnen Lagen durch Pachytrop zur Parallelgruppen- oder Serienschaltung und den unterteilten Eisenkern zum Verschieben einrichten, um einen möglichst großen Selbstinduktionsbereich zu erhalten, der dem der Primärspule des Induktors in ihren verschiedenen Schaltungen gewachsen ist.

Soll das Zucken in den Glühlampen verschwinden, so müssen Strom- und Spannungsverhältnisse im Induktorprimärkreis und in der Selbstinduktionsspule die gleichen sein. Dies wird im praktischen Betriebe dadurch einfach erreicht, daß man den Ton, welchen der Wehneltunterbrecher mit Senderinduktor gibt, und den Ton, den der Unterbrecher mit Selbstinduktionsspule gibt, möglichst gleich hoch macht; denn die gleiche Tonhöhe ist das leicht wahrnehmbare Zeichen für gleiche Strom- und Spannungsverhältnisse. Auf gleiche Höhe lassen

sich die beiden Töne leicht bringen durch Veränderung der Selbstinduktion mittels Pachytrop (grobe Zusammenstimmung) und durch Verschieben des Eisenkernes (feinere Zusammenstimmung).

Hat man es mit nicht veränderlicher Primärspule (ohne Pachytrop) zu tun, so wird man am einfachsten eine der Primärspule des Induk-

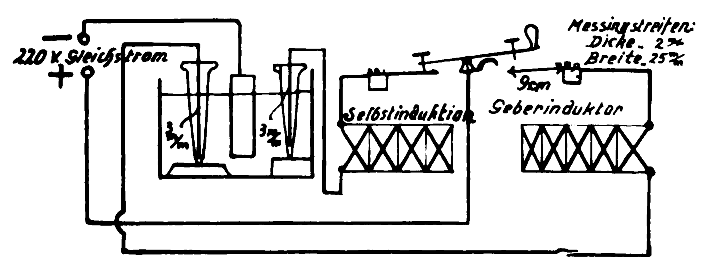


Fig. 1. Schaltung mit 2 Wehneltunterbrecher in 1 Gefäß.

tors in bezug auf Windungszahl, Drahtstärke und Eisenkern gleiche Spule bauen und nur den Eisenkern zur „Abstimmung“ auf gleichen Ton verschiebbar einrichten.

Stehen zwei Induktoren zur Verfügung, so kann man außer durch Pachytrop, oder Zusatzselbstinduktionsspule mit verschiebbarem Eisen-

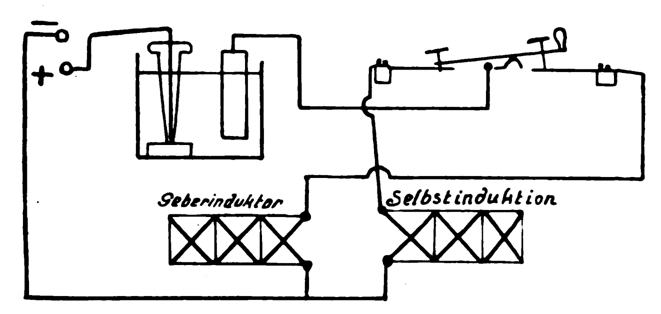


Fig. 2. Schaltung mit 1 Wehneltunterbrecher.

kern (falls die Primärspule des 2. Induktors nicht ausreicht) auch noch in engeren Grenzen durch Regulierung der Funkenstrecke dieses 2. Induktors gleiche Wehneltunterbrechertonhöhen erreichen. Diese „Abstimmung“ auf gleichen Ton muß aber bei vollständig telegraphierbereitem Betriebe geschehen, also nachdem die ganze Geberanordnung samt Antenne usw. angeschaltet ist, da ja bekanntlich der Hochfrequenzkreis auf den Geberinduktor zurückwirkt und dadurch auch den Ton des Unterbrechers beeinflußt.

Der Telegraphiertaster ist so ausgebildet, daß je eine verstellbare Messingschraube und ein federnder Messingstreifen den Kontakt herstellen. Die Schrauben sind so einzustellen, daß der Strom nie unterbrochen wird. Von den zwei Schaltungen (Fig. 1 u. 2) bewährt sich die mit zwei Unterbrechern wegen der besseren Abkühlungsverhältnisse und einigen anderen Umständen als die praktisch günstigere.

(Eingesandt 1. Mai 1913.)

Adresse des Autors: St. Pölten (Nieder-Österreich), Trautsohnstr. 730.

Großer Wellenmesser Type E.G.W. System Telefunken.

I. Allgemeines. Nichts charakterisiert die in langjähriger Arbeit erfolgte Durchbildung der Radiotelegraphie so ausgezeichnet, wie die Entwickelung der zugehörigen Meßgeräte. Wenngleich die drahtlose Telegraphie der physikalischste Zweig der Elektrotechnik ist, so ist ihr unentbehrlichster Meßapparat heute doch technisch so durchkonstruiert, daß er auch in der Hand des Laien seinen Zweck erfüllt. Da die neueren Fortschritte auf diesem Gebiet im wesentlichen auf der Verfeinerung der bekannten Methoden der Schwingungserregung basieren, und die bestmögliche Ausnutzung einer Anlage nur dann gewährleistet werden kann, wenn alle Details in absoluter Ordnung sind, so ist ein Kontrollapparat geradezu unentbehrlich. Derselbe soll heute nicht nur, wie früher, dazu dienen, um Wellenmessungen (zum Zwecke der Abstimmung!) vornehmen zu können, er muß auch Dämpfungs- und Koppelungsmessungen, Detektorprüfungen, sowie Messungen von Kapazitäten und Selbstinduktionskoeffizienten usw. gestatten. (Siehe unter II. Verwendbarkeit.) Gerade die Ermittelung der Dämpfung, vor wenigen Jahren noch wegen ihrer Umständlichkeit nur physikalischen Laboratorien möglich, spielt heute in der Hochfrequenztechnik eine wichtige Rolle. Unter Zuhilfenahme eines wesentlich vereinfachten Verfahrens ist dieselbe mit dem nachstehend beschriebenen Wellenmesser von jedermann in kürzester Zeit ausführbar.

Der Wellenmesser ist im wesentlichen durch einen geschlossenen Schwingungskreis charakterisiert, der aus abstufbarer Selbstinduktion und variabler Kapazität besteht. Diese Anordnung ist Telefunken durch das prinzipielle D. R. P. Nr. 149350 vom 4. April 1903 geschützt. Als Universalapparat dient der Wellenmesser ferner auch selbst als Schwingungserreger (Oszillator), so daß jedes Schwingungssystem von ihm angestoßen werden kann, d. h. zum Resonator wird. Es gilt

dies speziell für Empfangssysteme und Schwingungsindikatoren (Detektoren), die wegen ihrer Empfindlichkeit auf direkte Weise nicht erregt werden können. Gerade bei ihnen zeigt sich aber die zwingende Notwendigkeit, eine Kontrolle mit richtiger Dämpfung und Intensität vorzunehmen. Zu diesem Zwecke wird der Wellenmesser durch eine neuartige Summeranordnung, statt wie bisher durch eine Funkenstrecke oder dergleichen, in Schwingungen versetzt, weil kleine Funken, wie sie der geringe Plattenabstand der Drehkondensatoren ja nur zuläßt, wegen ihres Widerstandes eine bedeutende Eigendämpfung in das System einführen. Dagegen erregt der von Telefunken jetzt verwendete Summer den Wellenmesserkreis durch aperiodische Stoßerregung mit der dem Kreise eigenen, äußerst geringen Dämpfung, sowie mit sehr wenig Energie (nach dem von G. Eichhorn[1]) angegebenen Prinzip).

Vermöge seiner Konstruktion eignet sich dieser Wellenmesser in gleicher Weise für die Zwecke des praktischen Dienstes auf der Station, wie für die feinsten Messungen im Laboratorium; in letzterem ist er direkt unentbehrlich. Bei denkbar geringsten Eigenverlusten und größtmöglicher Empfindlichkeit bedarf er nur einer äußerst schwachen Koppelung und Intensität des zu untersuchenden Systems, wodurch er dessen Eigenart nicht im entferntesten beeinflußt. Ein geringes Intensitätsbedürfnis, d. h. große Empfindlichkeit, muß aber heute als absolut unerläßlich angesehen werden. Bei geringer Empfindlichkeit müßte nämlich der Meßkreis mit dem zu untersuchenden Schwingungssystem relativ fest gekoppelt werden, was zur Folge hätte, daß letzteres dann nicht mehr in seiner, ihm sonst eigenen, Wellenlänge schwingt, wodurch wiederum die Dämpfung des zu untersuchenden Systems beeinflußt wird. Das geringe Intensitätsbedürfnis ist um so notwendiger, je kleiner der Energiewert des Oszillators ist.

Der Meßbereich der Wellenlängen ist besonders ausgedehnt und überdeckt alle praktisch vorkommenden Größen. (Normal von $\lambda = 100$ bis $\lambda = 6000$ m.)

Um eine möglichst vielseitige Verwendung zu ermöglichen, ist der Wellenmesser mit verschiedenen Indikatoren ausgestattet, welche dazu dienen, die von ihm aufgenommene Energie, und somit auch die Resonanz, die bei maximaler Energieaufnahme eintritt, wahrnehmen zu können. Es sind dies ein Hitzdrahtinstrument (Wattmesser) von geringstem Energieverbrauch, eine Helium-(Geißler-)Röhre und ein hochempfindlicher Detektor mit Telephon.

1) Ehemal. D. R. P. Nr. 157056 1903.

Zu Dämpfungsmessungen ist das in Quadraten der Stromstärke geeichte Hitzdrahtinstrument unentbehrlich; zu seiner Erregung wird ein kleiner Bruchteil der Wellenmesserenergie durch die Selbstinduktionsspule auf das (aperiodisch) angeschlossene Instrument übertragen. Durch eine besondere Einrichtung wird erzielt, daß ihm für alle Meßbereiche gleich viel Energie zugeführt wird und die Eigendämpfung der Apparatur fast völlig konstant bleibt. (D. R. P. Nr. 219168.) Wenn es dagegen nicht auf quantitative Messungen ankommt, genügt zur Ermittelung der Wellenlängen auch die Heliumröhre, welche, parallel zum Drehkondensator geschaltet, durch ihr Aufleuchten anzeigt, daß derselbe das Maximum an Energie (Spannung) aufgenommen hat. Der Spannungswert, bei dem sie aufleuchtet, ist aber nicht unter allen Umständen derselbe, so daß bei ihrer Verwendung kein Schluß auf die Energieverhältnisse der Schwingung gezogen werden kann. Ermüdungserscheinungen und fremden Einflüssen sind alle Leuchtröhren zugänglich.

Der empfindlichste Schwingungsindikator ist die Kombination: Detektor und Telephon. Bei deren Verwendung kann der Wellenmesser mit dem zu untersuchenden System außerordentlich lose gekoppelt werden und entzieht ihm mithin nur noch Spuren von Energie. Gleichzeitig hört man im Telephon das Geräusch des Unterbrechers am Oszillator und hat damit eine akustische Kontrolle über die Form der Ladeenergie (Tonprüfer).

II. Verwendbarkeit. Von den vielen Anwendungsmöglichkeiten dieses Wellenmessers seien nur die hauptsächlichsten, d. h. die in der Praxis am häufigsten vorkommenden, erwähnt:

1. Wellenlängenmessung im allgemeinen, sowie insbesondere zum Zwecke der Abstimmung sämtlicher Kreise einer radiotelegraphischen Station. Im letzteren Fall kann dieselbe erfolgen:

A. für die eigene Station, und zwar:

a) am Erregerkreis
b) an der Senderantenne } Wellenmesser als Resonator,

c) an der Empfangsantenne
d) am Sekundärkreis f. Hörer u. Schreiber } Wellenmesser als Oszillator.

B. für die fremde Station (Fernwellenmessung).

2. Dämpfungsmessung, zur Ermittelung des sogenannten logarithmischen Dekrements beliebiger Schwingungssysteme, wobei der Wellenmesser als Resonator arbeitet.

a) Bei Erregerkreis mit Funkenstrecke,
b) Bei Erregerkreis ohne Funkenstrecke,
c) Bestimmung der Eigendämpfung des Wellenmessers,
d) Messung der Dämpfung gekoppelter Systeme,
e) Untersuchung von Kondensatoren auf ihre Dämpfung.

3. Kontrolle der Töne des Senders, die für eine akustische Abstimmung Verwendung finden.

4. Prüfung von Detektoren auf ihre Empfindlichkeit.

5. Ermittelung von elektromagnetischen Kapazitäten.
a) Kapazitätsmessung von Kondensatoren,
b) Kapazitätsmessung von Antennen.

6. Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten.

7. Messung des Koppelungsgrades gekoppelter Systeme.

8. Eichung eines Wellenmessers.

III. Beschreibung der speziellen Ausführung (Fig. 1). Der Wellenmesser (richtiger: Frequenzmesser) ist im wesentlichen ein geschlossener Schwingungskreis, der aus einer sechsstufigen Selbstinduktion (bestehend aus einem Satz von 6 Flachspulen) und einer stetig veränderlichen Kapazität (Drehkondensator) zusammengesetzt ist. Die Ausführung der mit ihm vorzunehmenden Messungen beruht auf dem bekannten Prinzip der elektrischen Resonanz. Wenn zwei Schwingungskreise (Sender und Empfänger, Oszillator und Resonator) aufeinander induzieren, so nimmt der Empfänger dann am meisten Energie auf, wenn beide dieselbe Wellenlänge (Schwingungszahl) besitzen. Der Empfänger ist dann auf den Sender abgestimmt. Man erkennt die Größe der Energieaufnahme des Empfängers mittels des an den Wellenmesser angeschlossenen Energieanzeigers. Als solcher dient entweder ein Hitzdrahtinstrument, eine Heliumröhre, oder ein Detektor mit Telephon. Die Beobachtung des Maximalausschlages in Energieanzeiger gestattet die Festlegung der Resonanz bei bestimmter eingestellter Kapazität unter Berücksichtigung der verwendeten Selbstinduktionsspule. Ein mit dem Drehkondensator verbundener doppelseitiger Zeiger ermöglicht einerseits, auf einer im Halbkreise angeordneten Skala die Gradzahl abzulesen, bei welcher Resonanz eintritt, und eine beigegebene Kurventafel gestattet, die Werte der zugehörigen Wellenlänge abzugreifen. Die andere Zeigerhälfte ist als Fenster ausgebildet und ermöglicht es andererseits, auf dem zweiten Skalenhalbkreis direkt die ermittelte Wellenlänge in Metern zwischen den Werten von $\lambda = 400$ m bis $\lambda = 3400$ m für die einzelnen mit Nummern

versehenen Spulen abzulesen. Diese letzteren Angaben dienen hauptsächlich zur schnelleren Orientierung; für die Ermittelung der genauen Wellenlängenwerte empfiehlt es sich, stets die Kurventafel zu Hilfe zu nehmen.

Die Abstufungen der Selbstinduktion sind so bemessen, daß bei allmählicher Veränderung der Kapazität der Meßbereich von 100 bis 6000 m Wellenlänge kontinuierlich durchlaufen wird.

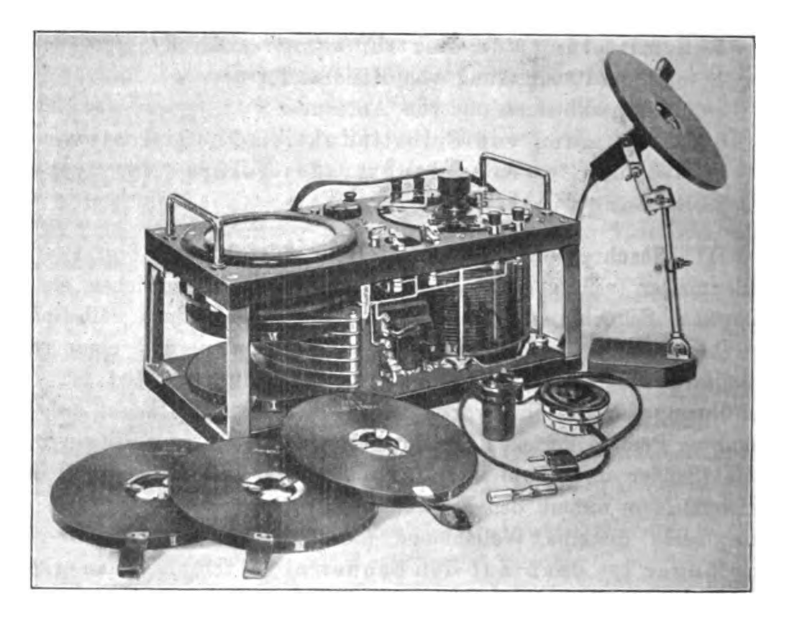


Fig. 1.

Fig. 2 gibt das Schaltungsschema. *L* ist die auswechselbare Selbstinduktionsspule, *A* die Verbindungsschnur, *C* der Drehkondensator, *M* derjenige Teil der Spule, mit dem das Hitzdrahtinstrument gekoppelt ist, *S* der Summer mit den zugehörigen Elementen, *B* ein Drehschalter, durch den die verschiedenen Resonanzindikatoren oder der Summer nach Belieben ausgeschaltet werden können.

Der Kondensator ist ein regulierbarer Plattenkondensator, der sich in einem mit besonders präpariertem Paraffinöl gefüllten Behälter befindet. Er besteht einmal aus einem fest angebrachten Satz parallel und gleich weit voneinander angebrachter Platten von halbkreisförmiger Gestalt, die die eine Belegung bilden. Als zweite Belegung dient ein

um eine Achse drehbarer Satz ebensolcher Platten, die von den ersteren isoliert sind und sich bei der Drehung allmählich in die Zwischenräume derselben schieben lassen. Diese Drehung erfolgt mittels eines längeren Hartgummigriffes derart, daß man dabei von allen Spannung führenden Teilen möglichst weit entfernt ist. Der Griff ist gleichzeitig mit dem erwähnten Fensterzeiger starr verbunden, um eine eindeutige Einstellung zu ermöglichen. Mit dem Hineinschieben des drehbaren Plattensystems in das feststehende wird die wirksame Oberfläche des Kondensators und somit die Kapazität des Schwingungskreises vergrößert. Letztere läßt sich zwischen 200 cm und 500 cm in stetiger Weise verändern.

F bedeutet eine Sicherheitsfunkenstrecke, welche, parallel zum Kondensator angebracht, denselben vor dem Durchschlagen schützt.

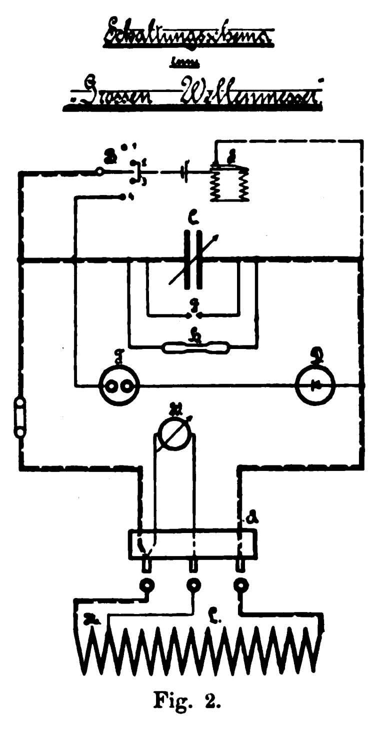


Fig. 2.

Die Selbstinduktion wird zur Verringerung des Eigenverlustes aus Flachspulen gebildet, auf welche ganz fein unterteilte Emaillelitze (von 120 bzw. 240 Drähten der Stärke 0,07 mm) aufgewickelt ist. Die Eigendämpfung des Wellenmessers ist dadurch auf ein Minimum reduziert (im Mittel 0,015). Die Auswechselung der Spulen erfolgt in der Art, daß in die Kontaktfedern des für alle Spulen gemeinsamen Griffes die drei Spulenanschlüsse gedreht werden. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß Kontakt und Anschluß nur dann zusammenpassen, wenn die beiden weißen Strichmarken übereinander stehen. Auf der Spulenrückseite sind die einzelnen Wellenbereiche eingezeichnet.

Die einzelnen Spulen ergeben mit dem Kondensator zwischen 20° bis 170° ungefähr folgende Meßbereiche:

Spule		Wellenlänge		
I	von	90 m	bis	260 m
II	„	180 m	„	500 m

Spule		Wellenlänge		
III	von	400 m	bis	1050 m
IV	„	650 m	„	1800 m
V	„	1200 m	„	3400 m
VI	„	2100 m	„	5800 m

Das Hitzdrahtinstrument *W* zeigt die Energieaufnahme des Wellenmessers als Resonator an. Es ist so lose mit einem kleinen Teil der Spulenselbstinduktion *L* gekoppelt, daß einerseits die vom Wellenmesser dem Schwingungskreis entzogene Energie verschwindend klein, und andererseits die Dämpfung bei den verschiedenen Spulen gering und nahezu konstant ist. Die unter der Öffnung der Glasscheibe angebrachte Schraube dient zur Einstellung des Zeigers auf den Nullpunkt der Skala. Bei Verwendung des Hitzdrahtinstrumentes muß der Drehschalter *B* auf dem ersten Kontakt stehen.

An Stelle des Hitzdrahtinstrumentes können, wenn es sich um qualitative Messungen handelt, auch die Heliumröhre oder das Telephon mit Detektor benutzt werden. Für Wellenlängenmessungen hat man unter allen drei Arten von Indikatoren die Wahl; Dämpfungsmessungen dagegen lassen sich nur mit Hilfe des Hitzdrahtinstrumentes ausführen.

Die Heliumröhre *H* liegt direkt an den Polen des Kondensators *C* parallel zu diesem. Bei Gebrauch wird sie unter die auf dem Hartgummideckel angebrachten Haltefedern geklemmt. Dabei ist darauf zu achten, daß Wattmeter und Detektor vorher ausgeschaltet werden und der Drehschalter *B* auf dem ersten Kontakt steht.

Der Detektor *D* und das Telephon *T* liegen in Serie und parallel zum Kondensator *C*. Diese sind in die entsprechend bezeichneten Buchsen bzw. Aussparungen der Hartgummiplatte einzuschalten. Bei ihrer Verwendung muß der Drehschalter *B* auf dem vierten Kontakt stehen.

Der Summer *S* mit seinen Elementen bildet mit einer Spule den Summerkreis bzw. liegt ebenfalls direkt an den Polen des Kondensators parallel zu diesem. Bei seiner Verwendung muß der Drehschalter *B* auf dem vierten Kontakt stehen (Dauer-Strich); sollen Morsezeichen gegeben werden, so ist der zweite Kontakt zu verwenden.

Als Zubehör wird ein aus einem biegsamen Schlauch mit Fußplatte und Klemme bestehendes Stativ beigegeben, auf das die Selbst-

induktionsspule aufgesetzt und in jede beliebige Lage zu dem zu messenden Kreise gebracht werden kann (vgl. Fig. 1).

IV. Gebrauchsanweisung.

1. Wellenmessung im allgemeinen.

A. Für die eigene Station zum Zwecke der Abstimmung.

a) Wellenmessung am Erregerkreis.

1. Wellenmessung und Abstimmung am Erregerkreis mit Hitzdrahtinstrument.

Diese Methode ist zur genauen Bestimmung der Wellenlänge besonders geeignet. Der Drehschalter steht auf Kontakt *1* und die mit dem Kondensator *C* durch die Schnur *A* verbundene auswechselbare Spule wird unter Zuhilfenahme des Stativs in die Nähe des zu untersuchenden Schwingungskreises gebracht. Man nähert zu diesem Zweck die an *A* angebrachte Flachspule der Spulenanordnung des Erregerkreises. Die günstigste Stelle muß man durch Versuch ausprobieren. Der Ausschlag des Hitzdrahtinstrumentes steigt, wenn man die richtige Stellung des Kondensators sowie die richtige Flachspule getroffen hat, zuerst zu einem Maximum an, um hernach wieder wesentlich kleiner zu werden; dem höchsten Werte des Ausschlages entspricht die Resonanz. Die zugehörige Wellenlänge entnimmt man dann der beigegebenen Kurventafel unter Berücksichtigung der verwendeten Spulennummer.

Die Koppelung zwischen Schwingungskreis und Wellenmesser darf keinesfalls fester sein, als es der Ausschlag des Hitzdrahtinstrumentes für die Resonanzlage gestattet, da anderenfalls das Instrument Schaden leiden könnte. Sie soll überhaupt so lose wie möglich gemacht werden, um jede Rückwirkung auf den Erregerkreis, die mit einer Änderung von dessen Eigenfrequenz verbunden wäre, nach Möglichkeit zu vermeiden.

2. Wellenmessung mit der Heliumröhre.

Die Heliumröhre *H* wird unter die entsprechenden Federn geklemmt, der Drehschalter *B* auf den ersten Kontakt gestellt. Bei Veränderung der Kondensatorstellung wird die Heliumröhre dann zum Leuchten gebracht, wenn infolge Annäherung an die Resonanzlage die Spannung am Kondensator den hierzu erforderlichen Wert erreicht. Leuchtet die Heliumröhre über einen großen Bereich des Kondensators, so beweist dies, daß man den Wellenmesser zu fest mit dem Erreger-

kreis gekoppelt hat. Man entfernt dann die Spule von letzterem, bis die Heliumröhre beim Drehen des Zeigers nur noch innerhalb weniger Grade der Kondensatorteilung aufleuchtet.

3. Wellenmessung mit Telephon und Detektor.

Der Detektor wird nach Entfernung der Heliumröhre bei *D*, das Telephon bei *T* eingeschaltet und der Drehschalter auf den vierten Kontakt gestellt. Hierbei wird der Kondensator so lange gedreht, bis man die maximale Lautstärke im Telephon erhält. Aus der Kurventafel erhält man dann wieder die diesbezügliche Wellenlänge.

Infolge der sehr großen Empfindlichkeit dieser Anordnung muß dabei die Koppelung zwischen Wellenmesser und Erregerkreis außerordentlich lose sein. Man gehe von vornherein mit der Flachspule wesentlich weiter vom Oszillator ab, als bei den vorigen Messungen. Ferner überzeuge man sich stets, ob im Telephon auch tatsächlich ein Maximum wahrnehmbar ist. Andernfalls induziert der Erregerkreis ev. unter Umgehung des Wellenmessers auf dessen aperiodischen Kreis und man mißt falsch.

b) Wellenmessung an der Senderantenne (Fig. 9 u. 10).

Die Messung kann auf zwei Arten erfolgen.

1. Indem man die Antenne in Marconischaltung erregt und mit dem Wellenmesser als Resonator unter Zuhilfenahme von Wattmesser, Heliumröhre, oder Detektor mit Telephon die Resonanzlage ermittelt (Fig. 9). In diesem Fall schwingt die Antenne, infolge der Verwendung der erregenden Funkenstrecke, verhältnismäßig gedämpft.

2. Die Art der Messung der Eigenschwingung ist die folgende: Man erregt die Antenne, indem man einen Summer an die Koppelungswindungen des Erregerkreises schaltet und die Welle mit dem Wellenmesser als Resonator unter Verwendung von Detektor und Telephon mißt (Fig. 10). Umgekehrt kann man auch den Wellenmesser als Oszillator durch seinen Summer erregen und ihn durch die Koppelungswindungen der Antenne auf diese induzieren lassen. Ein mit der Antenne verbundener aperiodischer Kreis, der Detektor und Telephon enthält, läßt durch sein Maximum die Resonanzlage erkennen, die der Einstellung des Wellenmessers entspricht. Bei diesen beiden Meßarten schwingt die Antenne weniger gedämpft, da nun der Funkenwiderstand fehlt.

c) Wellenmessung an der Empfangsantenne.

Hierbei wird der Wellenmesser als Geber geschaltet (Drehschalter *B* auf den dritten Kontakt stellen!) und auf die verlangte Wellenlänge eingestellt. Dabei wird die Selbstinduktionsspule so angebracht, daß die von ihr ausgestrahlte Energie auf die Empfangsantenne induziert. Wird nun die Antennenschwingung variiert, so ergibt das Maximum der Lautstärke in einem mit der Antenne gekoppelten aperiodischen Kreis, der Detektor und Telephon enthält, wieder die gewünschte Einstellung. Auch hierbei hat man durch mehrere Versuche festzustellen, ob nicht etwa eine direkte Einwirkung des Summers auf diesen aperiodischen Kreis erfolgt.

d) Wellenmessung am Sekundärkreis für Hörer und Schreiber.

Der wie unter c) auf die verlangte Welle einregulierte Wellenmesser wird als Oszillator so aufgestellt, daß seine Koppelungsspule auf den zu messenden Empfangskreis einwirkt. Dann variiert man die Kapazität oder die Selbstinduktion des letzteren so lange, bis man im Hörer das Maximum der Lautstärke erhält bzw. bis der Schreiber am besten arbeitet. Die Koppelung zwischen Wellenmesser und Empfangskreis ist dabei so lose zu machen, daß der verwendete Detektor nur noch innerhalb weniger Grade der Zeigereinstellung anspricht.

B. Für die fremde Station (Fernwellenmessung).

Um die Wellenlänge eines entfernten Senders genau ermitteln zu können, stimmt man zunächst die Empfangsantenne der eigenen Station auf diese unbekannte Welle ab. Das Maximum des Tones, im Telephon des Empfangskreises wahrgenommen, zeigt die erfolgte Abstimmung an. Hierauf wird der Wellenmesser als Oszillator wie unter A., c), geschaltet und mit dem Luftleiter gekoppelt. Jetzt wird man wieder im Telephon einen Ton wahrnehmen, der aber vom Wellenmesser als Oszillator ausgeht und dann ein Maximum erreicht, wenn bei der Drehung von dessen Kondensator der Wellenmesser auf den Empfänger abgestimmt ist. Man hat auch hierbei die Koppelung so lange zu verringern, bis der Detektor nur innerhalb eines kleinen Drehbereichs des Kondensators anspricht. Dann gibt die Einstellung des Wellenmessers die Wellenlänge des fernen fremden Senders an.

2. Dämpfungsmessung.

a) Bei Erregerkreis mit Funkenstrecke (Fig. 3 u. 4).

Zur Dämpfungsmessung ist die Benutzung des Hitzdrahtinstrumentes erforderlich, da dieses allein quantitative Messungen der im Wellenmeßkreise erhaltenen Energie gestattet. Zur Messung bedient

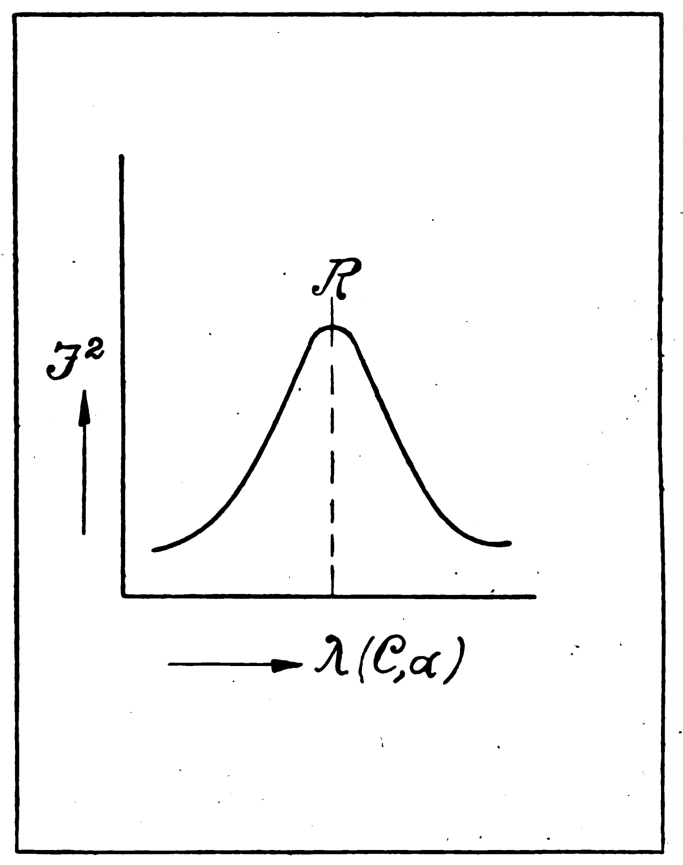


Fig. 3.

man sich der Methode von Bjerknes nach einer besonders vereinfachten Form. Man ermittelt die Gesamtdämpfung eines schwingenden Systems aus der sogen. Resonanzkurve, welche man erhält, sobald die Ausschläge des Hitzdrahtinstrumentes für verschiedene Werte der

ermittelten Wellenlänge bzw. Kapazität aufgetragen werden. Fig. 3 zeigt eine solche Resonanzkurve; man sieht, wie mit zunehmender Kapazität C bzw. der Wellenlänge λ, die der Verdrehung des Kondensators um den Winkel α^0 entspricht, die Ausschläge des Watt-

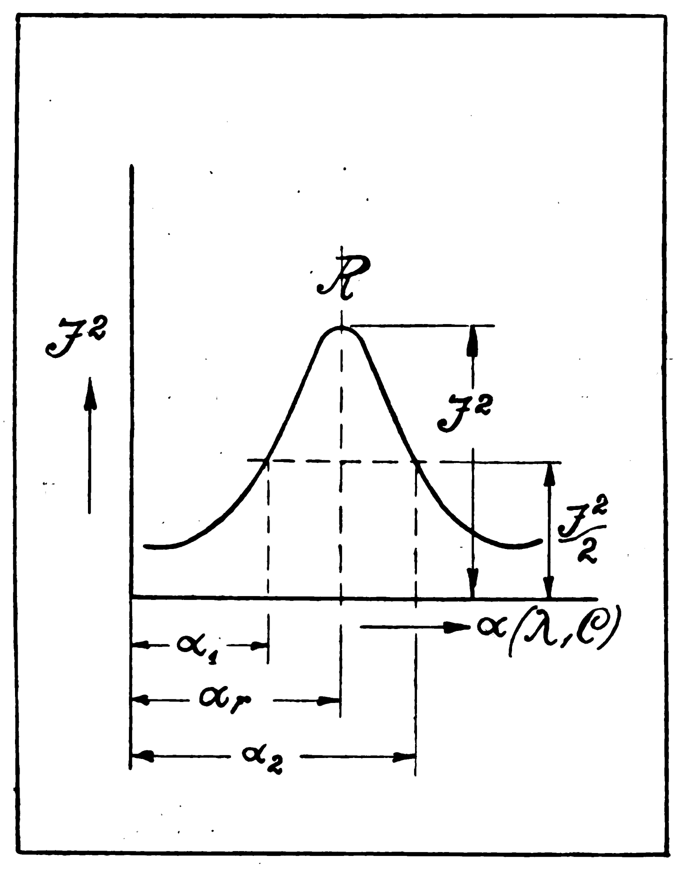


Fig. 4.

zeigers (welche dem Quadrat der Stromstärke, J^2, entsprechen) zunächst anwachsen, um dann nach dem Erreichen des auf die Resonanz entfallenden Maximalwertes wieder abzunehmen. Nach Bjerknes gilt nun die Beziehung:

$$d_1 + d_2 = \frac{\pi}{2} \frac{C_2 - C_1}{C_r} \text{ bzw. } = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_r}$$

welche der Bequemlichkeit wegen in:

$$d_1 = 1{,}57 \cdot \frac{\alpha_2{}^0 - \alpha_1{}^0}{\alpha_r{}^0 + 4^0} - d_2$$

umgeformt werden kann, da die Werte der Kapazität dem Winkel α der Zeigerstellung direkt proportional sind, während die Wellenlängen erst aus der Kurventafel zu entnehmen wären. In dieser Formel λ_1 und λ_2 bzw. C_1 bzw. C_2 oder $\alpha_1{}^0$ und $\alpha_2{}^0$ die Werte von Wellenlänge und Kapazität und den Winkel, für welche der Ausschlag des Hitzdrahtinstrumentes genau den halben Wert besitzt, gegenüber jenem bei voller Resonanz, der die Werte λ_r bzw. C_r oder $\alpha_r{}^0$ entsprechen (Fig. 4). Bei Verwendung der Winkelwerte ist im Nenner des Ausdruckes für die Dämpfung zu $\alpha_r{}^0$ der Betrag von 4^0 hinzu zu addieren. Es ist dies ein Korrektionsglied, welches die Unproportionalität der Kapazität des Drehkondensators beim Beginn der Winkelteilung berücksichtigt.

Da die Auswertung der Messung direkt die Summe der Dämpfungen des zu untersuchenden Kreises vermehrt um die Eigendämpfung des Wellenmessers $(d_1 + d_2)$ liefert, erhält man die Dämpfung d_1 des Kreises nach Abzug der Eigendämpfung des Wellenmessers.

Die Eigendämpfung des Wellenmessers, welche für alle Spulen nahezu konstant ist, kann, wenn es sich nicht um sehr exakte Messungen handelt, aus nachfolgender Tabelle entnommen werden:

d	für	Spule	1	unter	0,014
d	„	„	2	„	0,014
d	„	„	3	ca.	0,014
d	„	„	4	„	0,015
d	„	„	5	„	0,016
d	„	„	6	„	0,019

Bei sehr exakten Messungen muß die Eigendämpfung des Wellenmessers nach der unter c) angegebenen Methode bestimmt werden.

Bei Dämpfungsmessungen an schwachgedämpften Kreisen ist es absolut erforderlich, mit konstanter Koppelung zu arbeiten sowie dafür zu sorgen, daß die im Erregerkreis schwingende Energie möglichst konstant ist.

Die Messung ergibt einen zu großen Wert für das logarithmische Dekrement der Dämpfung, wenn die Koppelung zwischen Erregerkreis und Wellenmesser zu fest ist. Wenn man im Zweifel darüber ist, ob die Koppelung lose genug war, so nimmt man die Messung bei

zwei verschiedenen Koppelungen vor. Erhält man bei der loseren Koppelung einen kleineren Wert, so erkennt man daraus, daß man zuerst zu fest gekoppelt hatte.

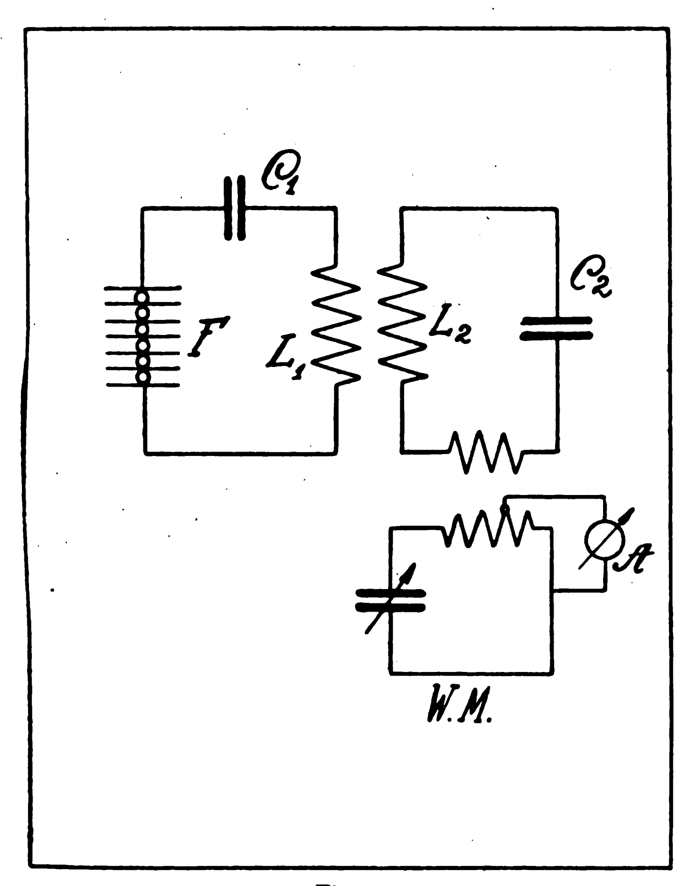


Fig. 5.

Beispiel.

Durch Messung sei festgestellt, daß das Maximum des Ausschlages im Hitzdrahtinstrument auf die Resonanzkapazität bzw. den Winkel $\alpha_r = 68{,}5^0$ entfällt. Die Hälfte des Ausschlages im Instrument ergebe sich bei den Kapazitätswerten

$$\alpha_2 = 71{,}5^0 \quad \text{und} \quad \alpha_1 = 65.5^0.$$

Dann ist

$$d_1 = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_r + 4^0} \cdot 1{,}57 - d_2 \quad \text{oder} \quad = \frac{6}{72{,}5} \cdot 1{,}57 - d_2$$

$$d_1 = 0{,}13 - d_2 = 0{,}13 - 0{,}015 = 0{,}125$$

b) Bestimmung der Eigendämpfung eines Kreises ohne Funkenstrecke (Fig. 5).

Man erregt den zu messenden Kreis durch ein Erregersystem mit Löschfunkenstrecke bei einer Koppelung von 15 bis 20 % und nimmt die Dämpfungsmessung nach der oben beschriebenen Methode vor. Da hierbei in dem zu untersuchenden Kreis keine eigene Funkenstrecke vorhanden, ist derselbe als sehr schwachgedämpft zu betrachten. Es wird deshalb die Notwendigkeit vorliegen, die Eigendämpfung des Wellenmessers genau zu kennen, sowie überhaupt sehr sorgfältig zu messen.

c) Bestimmung der Eigendämpfung des Wellenmessers (Fig. 6).

Man ermittelt zunächst, wie unter 2., A., angegeben, die Summe der beiden logarithmischen Dekremente $d_1 + d_2$. Dann schaltet man einen induktionsfreien Widerstand W in den Wellenmesserkreis ein. Zu diesem Zwecke sind an der hintern Seite des Wellenmesserkondensators zwei Klemmen angebracht, die für gewöhnlich durch einen Riegel kurzgeschlossen sind.

Durch Einschalten des Widerstandes sinkt der auf die Resonanzlage entfallende Ausschlag des Hitzdrahtinstrumentes von J_r^2 auf den Wert $J_r'^2$. Damit nun die Messung genügend genau ist, wird es nötig, soviel Widerstand einzuschalten, daß $J_r'^2$ annähernd zur Hälfte von J_r^2 wird. Dann berechnet sich die Eigendämpfung des Wellenmessers d_2 auf folgende Weise: Zunächst ergibt sich die durch den eingeschalteten Widerstand von der Größe W hervorgerufene zusätzliche Dämpfung

$$(1) \qquad \Delta d_2 = \frac{2}{300} \cdot \frac{C \text{cm}\, W}{\lambda \text{m}}$$

wobei unter C die Kapazität in Zentimetern des Wellenmessers bei Resonanz und λ die entsprechende Wellenlänge in Metern bedeuten. Dann findet man d_2 aus der Formel

$$(2) \qquad d_2 = \frac{\Delta d_2}{\frac{J_r^2}{J_r'^2} \cdot \frac{d_1 + d_2}{d_1 + d_2 + \Delta d_2}}$$



Besser ist es, die Dämpfung im Oszillator (d_1) bedeutend größer zu machen als d_2, und somit auch als Δd_2, indem man in ersteren ebenfalls einen induktionsfreien Widerstand einschaltet. In diesem Falle kann man das Verhältnis

$$\frac{d_1 + d_2}{d_1 + d_2 + \Delta d_2}$$

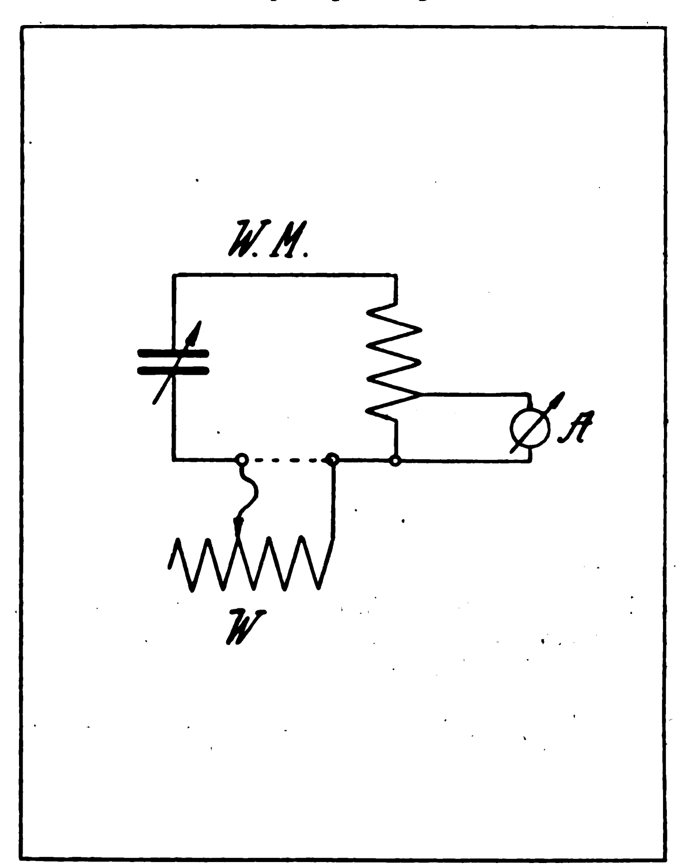


Fig. 6.

annähernd = 1 setzen und die Berechnung von d_2 vereinfacht sich dann nach folgender Formel:

$$d_2 = \frac{J_r^2}{J_r^2 - J_r'^2} \cdot \Delta d_2 \tag{3}$$

Hierbei ist indes erforderlich, daß d_1 mindestens 10 mal so groß als d_2 ist, was man durch Verwendung eines elektrolytischen Widerstandes im Oszillator leicht erreichen kann.

Beispiel.

J_r^2 sei $= 0{,}01$ Watt; durch Einschalten eines induktionsfreien Widerstandes in den Wellenmesser $W = 0{,}9$ Ohm sinkt der Ausschlag des Wattmeters auf:

$$J_r'^2 = 0{,}006 \text{ Watt}$$

ist nun $C = 2000$ cm und $\lambda = 1000$ m, so ergibt sich nach Formel (1):

$$\varDelta d_2 = \frac{2}{300} \cdot \frac{C\,\text{cm} \cdot W}{\lambda\,\text{m}} = \frac{2}{300} \cdot \frac{2000 \cdot 0{,}9}{1000} = 0{,}012$$

und nach Formel (2):

$$d_2 = \frac{\varDelta d_2}{\frac{J_r^2}{J_r'^2} \cdot \frac{d_1 + d_2}{d_1 + d_2 + \varDelta d_2}}$$

und nach Beispiel 2a), wo $d_1 = 0{,}13 - d_2$,

$$d_2 = \frac{0{,}012}{\frac{0{,}01}{0{,}006} \cdot \frac{0{,}13}{0{,}13 + 0{,}012}} = 0{,}008$$

und $d_1 = 0{,}13 - 0{,}008 = 0{,}122$.

Schaltet man in den Oszillator ebenfalls einen induktionsfreien Widerstand ein, so daß der Ausschlag des Wattmessers $J_r^2 = 0{,}0024$ Ohm wird, so ergibt sich nach Formel (3):

$$d_2 = \frac{J_r^2}{J_r^2 - J_r'^2} \cdot \varDelta d_2 = \frac{0{,}0024}{0{,}006 - 0{,}0024} \cdot 0{,}012 = 0{,}008$$

wie oben.

d) Messung der Dämpfung gekoppelter Systeme (Fig. 7).

Es sei die Dämpfung für ein aus Antenne und Erregerkreis bestehendes gekoppeltes System zu ermitteln, die aufeinander abgestimmt sind. Wenn im Erregerkreis keine Löschfunkenstrecke, sondern eine gewöhnliche vorhanden ist, treten, wie bekannt, bei der Koppelung solcher Schwingungskreise zwei Wellen auf, von denen die eine größer und die andere kleiner, als die ursprüngliche oder Grundwelle ist. Die

Dämpfung wird hierbei im Falle einer festen Koppelung, wenn also die beiden auftretenden Wellen genügend weit auseinanderliegen, in der gleichen Weise, wie unter A. beschrieben, gemessen. Liegen dagegen die Maxima der Resonanzkurven nahe aneinander, so erfordert

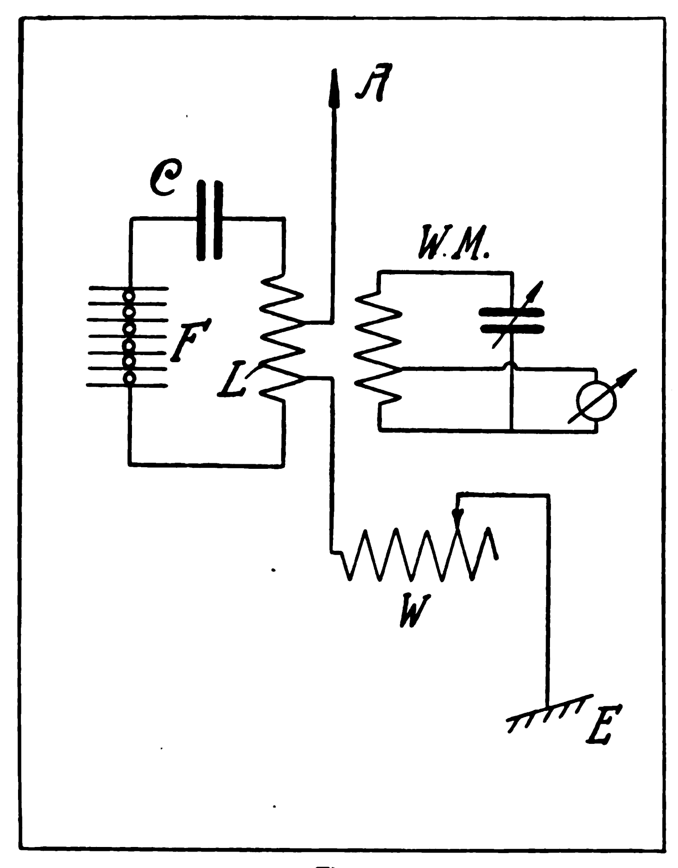


Fig. 7.

die Messung besondere Sorgfalt bei der Koppelung mit dem Wellenmesser.

Ist dagegen die Koppelung extrem lose, oder im Erregerkreis ein Löschfunke verwendet, so wird die Dämpfungsmessung wie unter C. beschrieben, vorgenommen. Der Widerstand *W* wird in diesem Fall direkt in die Antenne eingeschaltet.

e) Untersuchung von Kondensatoren auf ihre Dämpfung (Fig. 8).

In vielen Fällen ist es von großer Wichtigkeit, die Dämpfung von in Empfangs- oder Meßkreisen verwendeten Kondensatoren zu kennen. Dazu vergleicht man sie am einfachsten mit einem Luft-

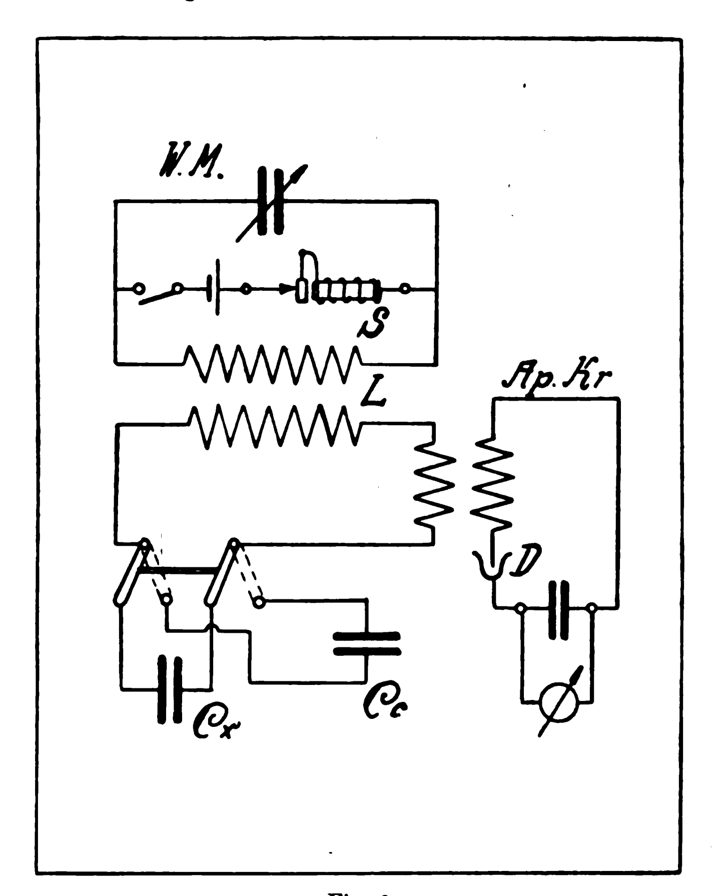


Fig. 8.

kondensator von gleicher Kapazität, den man an ihrer Stelle in den Schwingungskreis einschaltet. Dann wird dieser Kreis von dem Wellenmesser als Oszillator, d. h. also mit Summererregung, in resonierende Schwingungen versetzt. Ferner koppelt man mit dem Schwingungs-

kreis einen sog. aperiodischen Kreis, der an Stelle des Telephons ein empfindliches Galvanometer enthält. Das Verhältnis der Ausschläge, welche der zu untersuchende, bzw. der Luftkondensator im Galvanometer hervorbringt, ist den Dämpfungsverhältnissen umgekehrt pro-

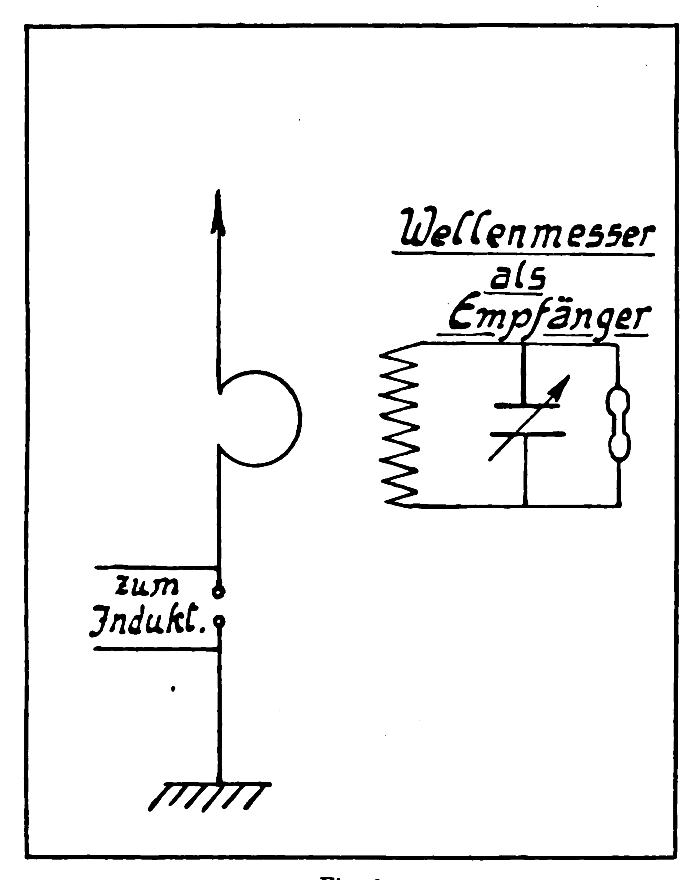


Fig. 9.

portional. Dabei ist vorausgesetzt, daß bei beiden Messungen die Koppelung zwischen Resonator und Oszillator, ebenso wie zwischen Resonator und aperiodischem Kreis, gleich bleibt und möglichst lose ist. Es ist auch erforderlich, daß die im Schwingungskreis vorhandene Spule von geringer Eigendämpfung ist.

3. Kontrolle der Töne des Senders.

Hierzu wird der Wellenmesser, wie immer, wenn derselbe mit Detektor und Telephon arbeitet, sehr lose mit dem zu untersuchenden Sender gekoppelt. Nach Einschaltung des Detektors wird der Dreh-

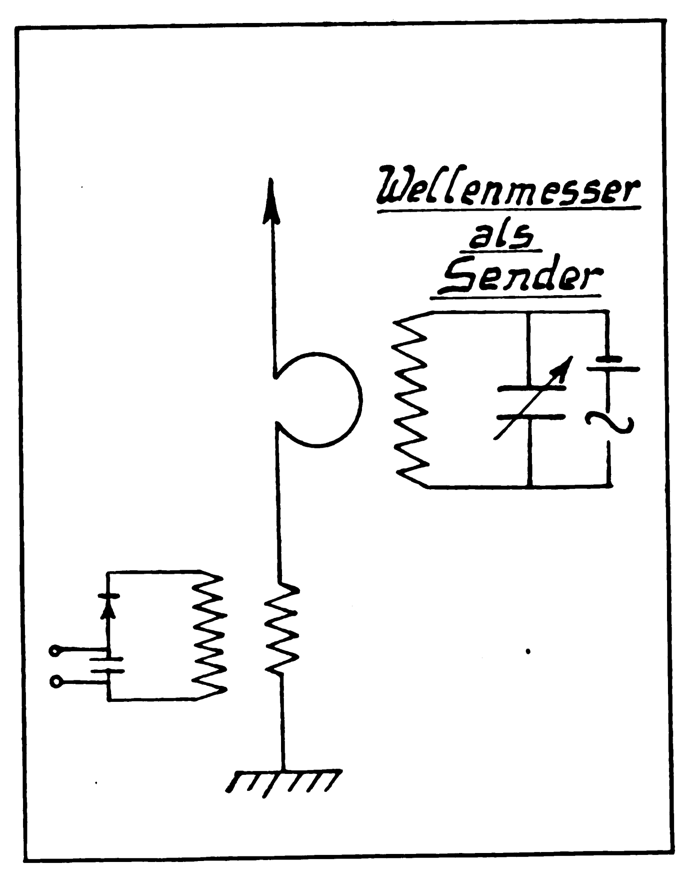


Fig. 10.

schalter auf den vierten Kontakt und der Wellenmesser auf Resonanz gebracht. Man hört dann im Telephon das Geräusch der Unterbrecherfrequenz im Sender und kann bequem den akustischen Charakter derselben kontrollieren.

4. Prüfung von Detektoren auf ihre Empfindlichkeit.

Die zu untersuchenden Detektoren werden einer nach dem andern in einen Empfangskreis eingeschaltet. Dann wird der Wellenmesser als Oszillator in Summererregung mit dem Empfangskreis lose ge-

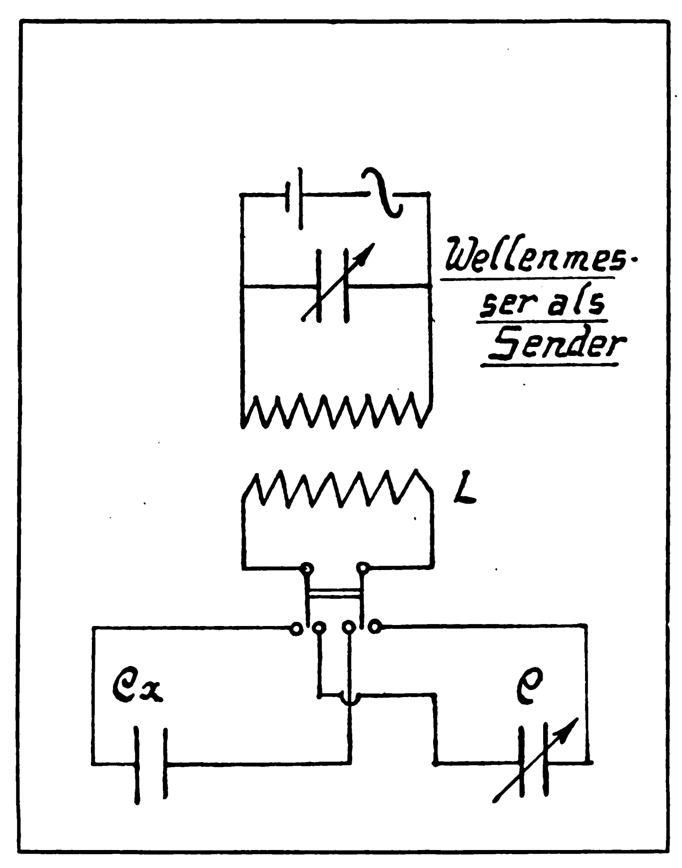


Fig. 11.

koppelt und seine Kondensatorstellung (bzw. Spule) so gewählt, daß Resonanz zwischen beiden Systemen besteht, d. h. daß der Ton in dem mit dem Detektor verbundenen Telephon ein Maximum wird.

Man kann nun entweder bei unveränderter Koppelung die Größe jenes Widerstandes ermitteln, der, parallel zum Telephon geschaltet, das Geräusch zum Verschwinden bringt, oder die Koppelung loser,

bzw. fester machen, um wieder auf die Grenze des Ansprechens für den andern Detektor zu kommen. Je kleiner der parallel geschaltete Widerstand bei gleicher Koppelung, oder je loser die Koppelung ohne Widerstand sein kann, desto empfindlicher ist der untersuchte Detektor.

5. Ermittelung von elektromagnetischen Kapazitäten.

a) Kapazitätsmessung von Kondensatoren. (Substitutionsmethode.) (Fig. 11.)

Man bildet einen geschlossenen Schwingungskreis mit beliebiger Selbstinduktion L und der unbekannten Kapazität Cx. Dann koppelt man mit dem geschlossenen Schwingungskreis einen aperiodischen Empfangskreis sehr lose. Darauf stimmt man den Wellenmesser als Oszillator in Summererregung auf den erwähnten geschlossenen Schwingungskreis ab. Es besteht wieder Resonanz, wenn der Ton im Telephon T bei einer ganz bestimmten Kondensatorstellung des Wellenmessers am lautesten ist. Endlich ersetzt man die unbekannte Kapazität Cx durch eine variable Cv (Drehkondensator), die man so lange variiert, bis der Empfangskreis wieder abgestimmt ist. Natürlich muß hierbei der Wellenmesser seinen zuerst eingestellten Wert beibehalten. Die bekannte Kapazität des variablen Kondensators Cv ist dann gleich der unbekannten Kapazität Cx.

b) Kapazitätsmessung von Antennen (Fig. 12).

Die Antenne wird in Marconischaltung erregt und abwechselnd eine Selbstinduktion oder eine Kapazität nach Fig. 12 in dieselbe eingeschaltet. Die Eigenschwingung der Antenne sei λ_A. Bei Einschaltung der Kapazität C, bzw. der Selbstinduktion L möge die Wellenlänge in λ_C und λ_L übergehen. Sind die zugeschaltete Kapazität und Selbstinduktion derart gewählt, daß die Wellenlängen nicht erheblich voneinander abweichen, so gestatten die drei Wellenmessungen die angenäherte Berechnung der Eigenkapazität der Antenne. Man erhält

$$C_{A_C} = C \cdot \frac{\lambda_A^2 - \lambda_C^2}{\lambda_C^2} \cong 2\,C \frac{\lambda_A - \lambda_C}{\lambda_C}$$

$$C_{A_L} = \frac{\lambda_L^2 - \lambda_A^2}{4\pi^2 \cdot L} \cong \frac{(\lambda_L - \lambda_A) \cdot \lambda_L}{20\,L}$$

$$C_A = \frac{C_{A_C} + C_{A_L}}{2}$$

6. Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten.

Man bildet einen geschlossenen Schwingungskreis aus einer bekannten Kapazität C und der unbekannten Selbstinduktion L. Dann koppelt man, wie vorhin unter 5., a), mit diesem Schwingungskreis

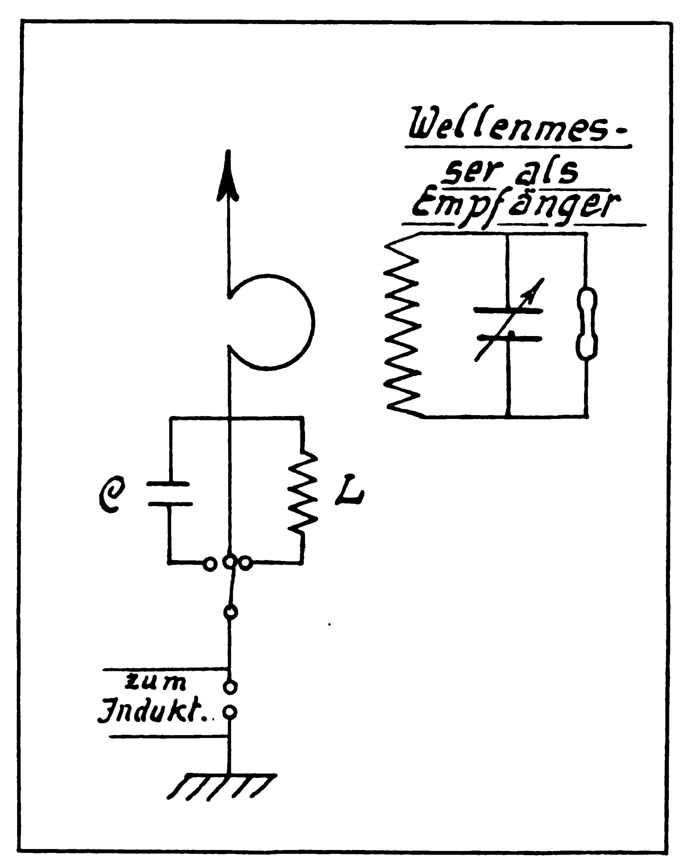


Fig. 12.

einen aperiodischen Empfangskreis und stimmt den Wellenmesser auf die Eigenfrequenz des erwähnten geschlossenen Schwingungskreises ab. Aus der Kurventafel erhält man die Wellenlänge des Kreises. Unter Berücksichtigung der bekannten Kapazität in Zentimetern erhält man die gesuchte Selbstinduktion L ebenfalls in Zentimeter aus der Formel

$$L = \frac{\lambda^2 \text{ cm}}{4\pi^2 C'}$$

wenn auch λ in Zentimeter eingesetzt war. Aus der ferner beigegebenen Kurventafel kann schließlich L auch ohne Rechnung bei bekannten λ abgelesen werden.

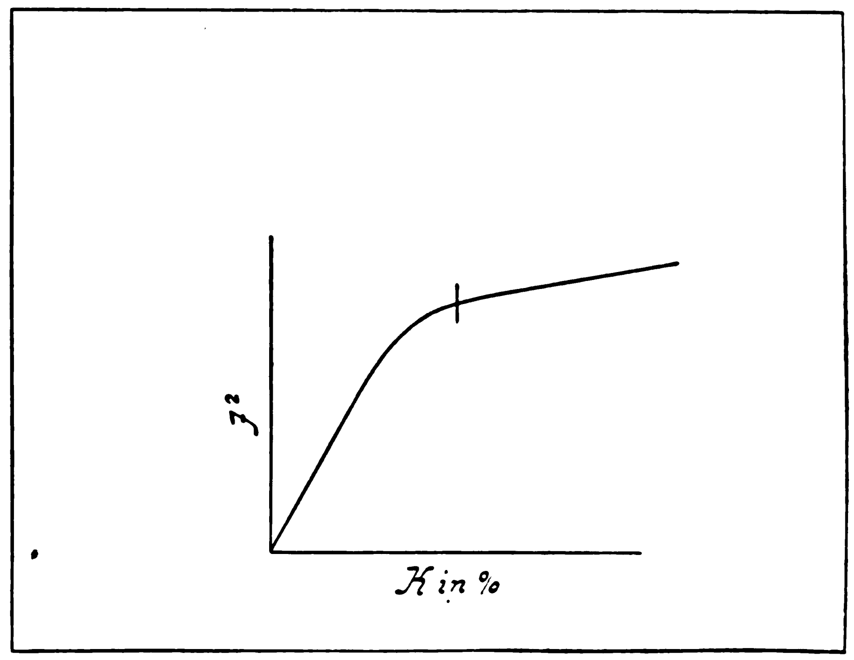


Fig. 13.

7. Messung des Koppelungsgrades gekoppelter Systeme (Fig. 13).

Bei einem genügend fest gekoppelten Schwingungssystem, das aus zwei aufeinander abgestimmten Kreisen besteht (z. B. Erregerkreis und Antenne) treten bekanntlich zwei Wellen auf. Waren beide Kreise vor der Koppelung gemeinsam auf die sog. Grundschwingung λ_0 abgestimmt, dann ergeben sich nachher die beiden Wellen λ_1 und λ_2, von denen die eine oberhalb und die andere unterhalb der Grundwelle liegt. Bei genügend loser Koppelung rücken die beiden Wellen $\lambda 1$ und $\lambda 2$ aneinander, so daß man praktisch zwar von einer Einwelligkeit sprechen kann, ohne jedoch den Nachteil zu vermeiden, eine nur geringe Energieaufnahme in dem Kreis ohne Funkenstrecke (Antenne) mit in den

Kauf nehmen zu müssen. In der Praxis pflegt man die Koppelung so zu wählen, daß einerseits die Energieaufnahme genügend groß ist, andererseits aber die beiden Koppelungswellen nicht allzuweit auseinanderfallen.

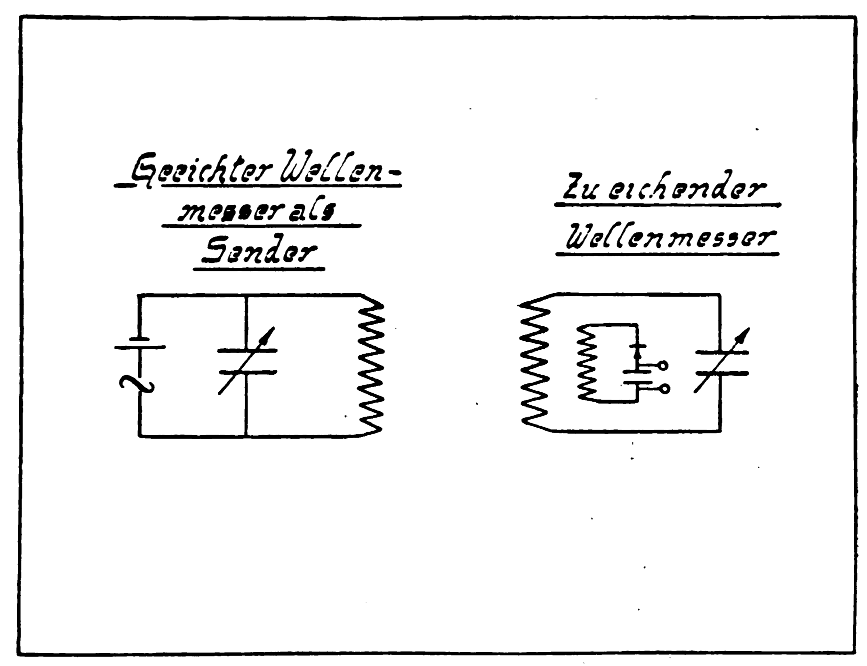


Fig. 14.

Beide Wellen lassen sich durch den Wellenmesser ermitteln. Man erhält die Koppelung in Prozenten nach folgender Formel:

$$K = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_0} \cdot 100$$

Trägt man in einem Koordinatensystem die mittels Wellenmesser und Wattzeiger erhaltene Wattzahl für die Resonanzlage (Abstimmung auf die beiden Wellen) als Funktion der Koppelung in Prozenten auf, so liegt die günstigste Koppelung dicht hinter dem Knick der Kurve (Fig. 13).

Bei dem neuerdings von „Telefunken" in Anwendung gebrachten System der „tönenden Funken" läßt sich dagegen bei einer Koppelung von ca. 20 % eine absolute Einwelligkeit erzielen. Diese Koppelung von 20 % bleibt bei einem Verhältnis der Erreger- zur Antennenkapazität gleich 25 : 1 bis $\lambda = 2000$ m konstant. Will man

bei einer mit tönenden Funken ausgerüsteten Station die Koppelung messen, so ist man aus diesem Grunde gezwungen, die Löschfunkenstrecke durch eine kleine offene Funkenstrecke zu ersetzen.

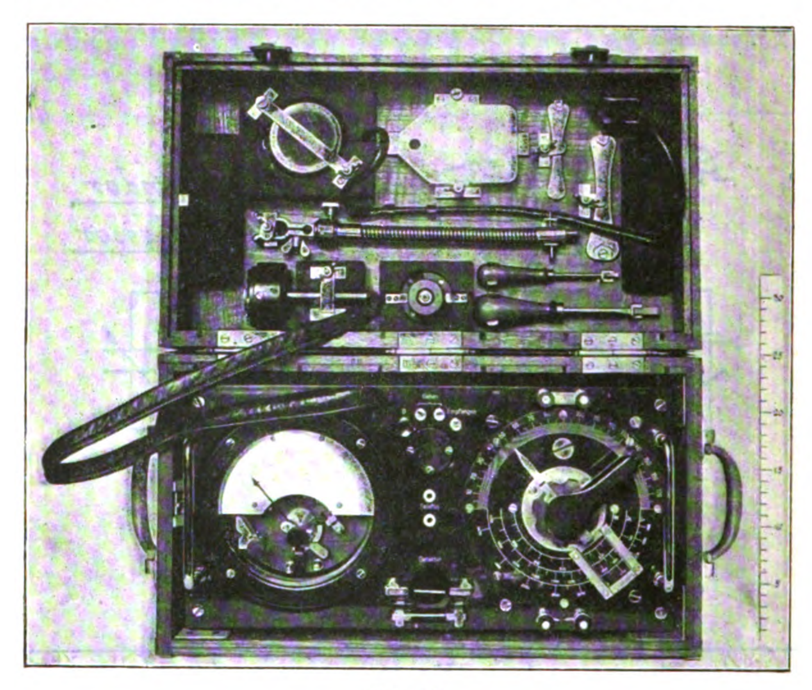


Fig. 15.

8. Eichung eines Wellenmessers (Fig. 14).

Die Eichung der Wellenmesser geschieht durch Vergleich mit einem von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt[1]) geeichten Normalwellenmesser. Dieser wird nach Fig. 14 als Oszillator geschaltet und der zu eichende Wellenmesser als Resonator. Mit letzterem wird ein aperiodischer Kreis, der Detektor und Telephon enthält, gekoppelt. Hierbei ist nur darauf zu achten, daß keine gegenseitige Beeinflussung der Eigenfrequenz zu konstatieren ist.

Fig. 15 zeigt den Wellenmesser im Transportkasten. E.

1) Die Telefunken-Gesellschaft läßt auf Wunsch und gegen eine bestimmte Taxe die Eichung auch direkt von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt besorgen.

(Eingesandt 15. August 1912.)

Internationale Versuche über die Ausbreitung Hertzscher elektrischer Wellen.

Vorbesprechung am 13. und 14. Oktober 1913 in Brüssel.

Die Ausbreitung elektrischer Wellen über große Entfernungen wird durch die Zustände der Atmosphäre und die Beschaffenheit der Erdoberfläche äußerst stark beeinflußt. Bis jetzt liegen über diese Vorgänge nur sehr vereinzelte Beobachtungsdaten vor.

Eine fruchtbare Durcharbeitung der hier auftretenden Fragen kann nur durch ausgedehnte Empfangsmessungen ausgeführt werden, die sich über ein weites Gebiet und lange Zeiträume erstrecken. Dazu bedarf es einer großen Sendestation, die für die Dauer der Versuche völlig zur Verfügung steht, und eines internationalen Netzes passend eingerichteter Empfangsstationen.

Eine große Schwierigkeit besteht nun darin, daß die Großstationen Eigentum von Behörden oder Verkehrsgesellschaften sind, und ganz anderen Zwecken dienen, so daß sie trotz freundlichen Entgegenkommens der Eigentümer für wissenschaftliche Versuche nicht in Betracht kommen können.

Diese Schwierigkeit scheint nun dadurch behoben zu sein, daß Herr Robert Goldschmidt, Brüssel, die von ihm in Laeken errichtete Großstation in freundlicher Weise für wissenschaftliche Versuche unter Hinzufügung einer namhaften Summe für die Vorarbeiten zur Verfügung stellte.

Im vorigen Oktober trat eine Anzahl von Herren in Brüssel zu einer Vorbesprechung über die zu veranstaltenden Versuche zusammen: Goldschmidt, Lutze (Belgien), K. Schmidt, M. Wien (Deutschland), Duddell (England), Abraham, Ferrié (Frankreich), Wolf (Holland), Benndorf (Österreich).

Nach Besichtigung der vorzüglich eingerichteten Großstation und des noch im Bau begriffenen ausgedehnten Laboratoriums wurde eingehend über die Organisation der zu veranstaltenden Versuche beraten, und eine Reihe von Beschlüssen gefaßt, von denen das Wesentliche im folgenden mitgeteilt wird.

In jedem Lande soll eine Vereinigung von Freunden der drahtlosen Telegraphie gegründet werden, die geneigt sind, mit Rat und Tat die Bestrebungen zu unterstützen und sich, wenn möglich, an den Empfangsversuchen zu beteiligen. Ein internationales Komitee, das mindestens einmal im Jahre zusammentritt, soll diese Arbeit regeln.

Als Arbeitsprogramm wurde zunächst in Aussicht genommen:

1. Untersuchungen über die Mittel zur Konstanthaltung der Emission und zur Kontrolle der Konstanz.
2. Messungen an jeder Empfangsstation über die Abhängigkeit des Empfanges von der Art der Emission (Wellenlänge, Dämpfung, Funkenlänge usw.).
3. Vergleich der Empfangsstärke der verschiedenen Stationen untereinander in Rücksicht auf Entfernung und Lage und die Zustände der Atmosphäre.
4. Gleichzeitige Messungen der atmosphärischen Störungen an verschiedenen Stationen.

Die Vorversuche sind inzwischen schon soweit gediehen, daß voraussichtlich im April mit den eigentlichen Versuchen begonnen werden kann.

Nähere Auskunft erteilt der mitunterzeichnete Prof. Dr. K. Schmidt (Halle a. S.), Paradeplatz 7.

K. Schmidt. M. Wien.

(Eingesandt 23. Januar 1914.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 268817 der Galletti's Wireless Telegraph & Telephone Company Limited in London betrifft ein Verfahren und eine Schaltungsweise für drahtlose Kraftübertragung und Nachrichtenübermittelung. Das Verfahren besteht darin, daß der Sendedraht in nur einem Sinne verhältnismäßig langsam geladen und durch einen gedämpften Funken gleichfalls in nur einem Sinne schnell entladen wird und die vom Sendedraht ausgesandten Impulse einer Richtung als Ströme einer Richtung durch einen Empfangsdraht empfangen werden, in welchem die Bildung freier Schwingungen verhindert ist. Hierdurch soll ermöglicht werden, die ausgesandten Signale an der Empfangsstelle unmittelbar durch eine Anzeigevorrichtung ohne Zwischenschaltung eines Detektors oder einer einem Detektor gleichwertigen Einrichtung aufzunehmen. Hervorzuheben ist, daß der Funken, der zur schnellen Entladung des Luftleiters benutzt wird, in einem solchen Maße gedämpft oder gelöscht wird, daß keine Entladung in entgegengesetztem Sinne in ihm stattfindet oder daß, wenn wirklich eine solche Ent-

ladung im entgegengesetzten Sinne stattfindet, diese so klein im Vergleich zur Hauptentladung ausfällt, daß dadurch die elektrischen Verhältnisse des Luftleiters nicht merklich beeinflußt werden. Fig. 1 zeigt die verwendete Schaltung. Sie ist derjenigen nach Fig. 1 der Deutschen Patentschrift Nr. 245358 (Jahrb. **5**, 627—628) ähnlich und dadurch entstanden, daß für die Regelkapazität C_0 jener Figur der Luftleiter *a* und für die Funkenstrecken $s_1\, s_2 \ldots s_n$ jener Figur die Vielfachfunkenstrecken nach der Britischen Patentschrift Nr. 10638 v. J. 1911 bzw.

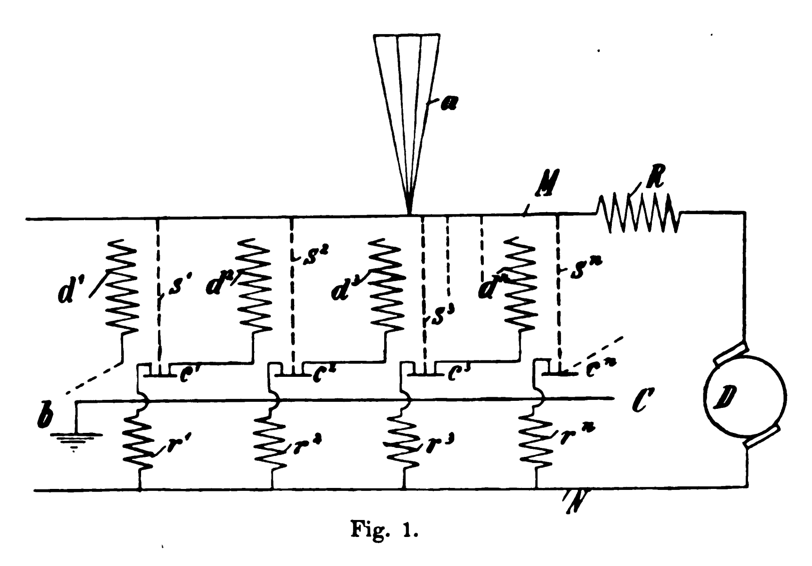


Fig. 1.

der Deutschen Patentschrift Nr. 252526 (Jahrb. **7**, 360—361, Fig. 7 u. 8) gesetzt worden sind. Auch bei dieser Schaltung findet eine selbsttätige Entladung in zyklischer rascher Aufeinanderfolge statt, indem jedes der Solenoide $d_1\, d_2 \ldots d_n$ durch die Entladung desjenigen Funkenstreckenstromkreises, an den es angeschlossen ist, erregt wird und dadurch eine Entladung in derjenigen Funkenstrecke ($s_1\, s_2 \ldots s_n$), neben der es liegt, einleitet. Diese Entladungen folgen sehr rasch aufeinander und dabei bildet die Kapazität des Luftleiters *a* in Reihe mit jedem der Kondensatoren $c_1\, c_2\, c_3 \ldots c_n$ die Kapazität jeder Funkenentladung entsprechend den Kapazitäten $C_0\, C_1$, $C_0\, C_2, \ldots C_0\, C_n$ der genannten Patentschrift Nr. 245358. Denselben Gegenstand betrifft die Britische Patentschrift Nr. 10863 v. J. 1912 von R. Cl. Galletti.

Eine Funkenstrecke zur Erzeugung stark gedämpfter Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 268920, Zusatz zu D. R. P. Nr. 254175

(Jahrb. **6**, 510 u. **7**, 354) von H. Boas in Berlin. Nach diesem Zusatzpatent sollen die Elektroden aus Wolfram bestehen und sich in freier Luft befinden. Nach den Angaben in dieser Patentschrift zeigen derartige Wolframfunkenstrecken für den praktischen Betrieb außerordentliche Vorteile, weil sich durch ihre Verwendung der Koppelungsfaktor bedeutend erhöhen läßt, weil ferner ein Zusammenschweißen der Elektroden wegen der Umschmelzbarkeit des Wolframs vollkommen ausgeschlossen ist und weil endlich die falschen Koppelungsverhältnisse, die bei der praktischen Verwendung immer leicht auftreten können, keinerlei Verschleiß der Elektroden bewirken.

Das D. R. P. Nr. 268940 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin betrifft eine Erdantenne; sie ist in Fig. 2 dargestellt, und zwar

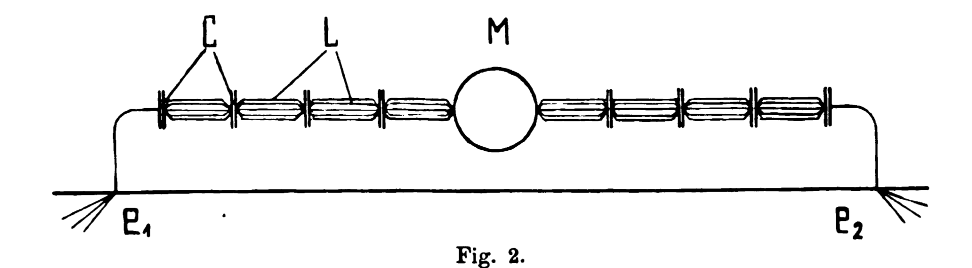


Fig. 2.

besteht das Wesen dieser Anordnung darin, daß die selbst bei Verwendung von parallel geschalteten Drähten (L) übrig bleibende Selbstinduktion der Leitung durch Einfügen von Kondensatoren (C) stückweise aufgehoben wird. In der Figur stellt M eine Hochfrequenzenergiequelle und e_1 e_2 die Erdungen der Enden der Erdantenne dar.

Dr. L. Zehnder in Berlin-Halensee hat sich in D. R. P. Nr. 268969 einen Erdkondensator für drahtlose Telegraphie schützen lassen. Er besteht nach Fig. 3 aus einem mit zwei oder mehr metallischen oder sonst vorzüglich leitenden Platten oder Belegungen versehenen Kondensator, welcher die elektrischen Wellen in die Erde ableitet oder aus der Erde aufnimmt, und zwar muß dabei seine geerdete Belegung zugleich selber Erdplatte sein, also möglichst über ihre ganze Fläche, also nicht nur mittels einer Drahtleitung und einer besonderen Erdplatte, an gutleitendem Erdreich liegen. Zur Erzielung größerer Kapazitäten können mehrere solcher Erdkondensatoren parallel geschaltet werden, auch können zur Erreichung größerer Spannungsdifferenzen mehrere Kondensatoren hintereinandergeschaltet werden, wie Fig. 4 für

einen Plattenkondensator erkennen läßt, wobei die äußerste, hier die unterste Belegung möglichst gutleitend mit der Erde verbunden ist.

Das D. R. P. Nr. 268579 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin und der Deutschen Luftschiffahrts-Akt.-Ges. in Frankfurt a. M. betrifft eine Einrichtung zur Verhinderung von

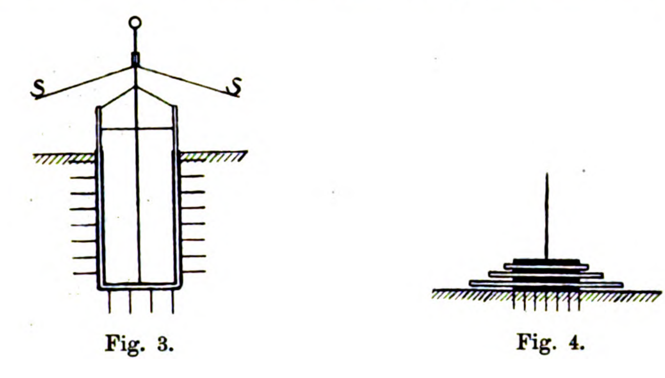


Fig. 3. Fig. 4.

Explosionen beim Senden mit Anlagen für drahtlose Telegraphie auf Luftschiffen. Sie besteht darin, daß der Ballon durch sein Ausdehnen beim Prallwerden einen Kontakt betätigt, der mittelbar oder unmittelbar das Unterbrechen des Tastrelaiskreises zur Folge hat und daher das Senden unmöglich macht, bis der Ballon durch Abblasen einen Teil seiner Prallheit verloren hat. Hierdurch soll verhindert werden, daß die beim Senden etwa entstehenden Funken explosibles Gemisch antreffen und dadurch eine Entzündung des ganzen Balloninhalts verursachen könnten, denn diese Gefahr wird besonders akut, wenn der Ballon, etwa beim Aufsteigen in größere Höhen, praller wird und kurz vor dem Abblasen steht. Fig. 5 zeigt den unteren Teil des Ballons mit dem darunter hängenden Laufgang, und zwar die Ballonhülle 1 mit dem Abblaseventil 2 in prallem Zustande und punktiert in nicht prallem Zustande. 3 ist ein Gehäuse mit biegsamen Seitenwänden, in dem sich der Kontakt befindet.

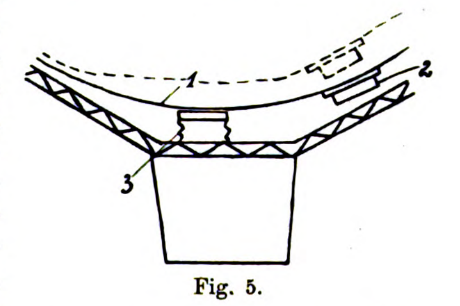


Fig. 5.

Einen Empfangsapparat für Wellentelegraphie betrifft das D. R. P

Nr. 267262 von E. Girardeau in Paris. Er besteht aus mehreren selbständigen Empfangstransformatoren, die praktisch eine gegenseitige Induktion nicht besitzen und deren primäre und sekundäre Wickelungen je in Reihe geschaltet sind, wobei ein Schalter ermöglicht, eine mehr oder weniger große Anzahl dieser Empfangstransformatoren in den Empfangsstromkreis je nach der Wellenlänge auf der Sendestation einzuschalten. Dabei sind sämtliche Primärwickelungen einerseits an einem und sämtliche Sekundärwickelungen andererseits an einem anderen gemeinsamen Rahmen befestigt, so daß die Schaltung durch relative Verstellung der beiden auf diese Weise gebildeten Ganzen verändert werden kann.

Greenleaf Whittier Pickard in Amesbury, Mass., V. St. A., hat sich durch D. R. P. Nr. 267772 einen Gleichrichterdetektor schützen lassen. Die Erfindung besteht darin, daß bei Verwendung von Silicium als Gleichrichterelektrode Gegenelektroden aus Arsen, Antimon, Wismut oder Verbindungen dieser Metalle Verwendung finden, wobei der Kontakt zwischen den Elektroden durch eine rauhe Fläche gebildet wird.

(Eingesandt 15. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Leo Gilbert, Das Relativitätsprinzip, die jüngste Modenarrheit der Wissenschaft (Wissenschaftliche Satyren. Bd. I). Verlag von Dr. W. Breitenbach, Brackwede i. W. 1914. M. 3.—

Elektroindustrie (Zürich). 15. Dezbr. 1913, 1. Jan. u. 15. Jan. 1914.

W. Wien, Vorlesungen über neuere Probleme der theoretischen Physik. (Gehalten an der Columbia-Universität in New-York im April 1913.) Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1913. M. 2.40

„Die Antenne“, Heft 5, 1913. Herausgegeben von Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin SO. 26.

Max Dieckmann, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie für die Luftfahrt. Verlag R. Oldenbourg, München 1913. Geb. M. 8.—

E. Lohr, Zu G. Jaumanns elektromagnetischer Theorie für bewegte Medien. Kommissionsverlag Alfred Hölder, Wien 1913. M. 1.10

Jean Perrin (Autor. Deutsche Ausgabe von Dr. A. Lottermoser), Die Atome. Verlag Theodor Steinkopff, Dresden u. Leipzig 1914. M. 5.—, geb. M. 6.—

Arthur Wilke, Die Elektrizität (ihre Erzeugung und ihre Anwendung in Industrie u. Gewerbe). 6. umgearbeitete Auflage (herausgegeben von Oberingenieur Dr. Willi Hechler. Verlag Otto Spamer, Leipzig 1914. M. 8.50, geb. M. 10.—

A. Buch, Die Theorie moderner Hochspannungs-Anlagen. Verlag von R. Oldenbourg, München 1913. Geb. M. 14.—
AEG-Zeitung XVI, Nr. 7. Januar 1914.
H. Rein (Übersetzung von G. Viard), La Technique de la Radiotélégraphie. Verlag Gauthier-Villars, Paris 1913. Frs. 9.—
F. Schuster, Die moderne theoretische Physik und der Äther. (Eine Verteidigung des materiellen Äthers.) G. Braunsche Hofbuchdruckerei u. Verlag, Karlsruhe 1913. M. 1.20

(Eingesandt 22. Januar 1914.)

Literaturverzeichnis.

Baker, Thorne, Electrican 72, 541, 1914. Physiological effects of high-frequency currents.
Burstyn, W., Electrician 72, 402, 1913. A new method of extinguishing an arc and its application to switches and interrupters.
Buthillon, L., La Lum. Él. Tome XXIV (2), 333, 1914. Calcul du champ électro-magnétique produit à grande distance par les antennes en rideau.
Dubilier's Wireless Telegraph and Telephone Apparatus. Electrician 72, 407, 445. 1913 (s. auch ebenda S. 499 Leslie Miller, The „condenser" radio-transmitter).
Eichhorn, Gustav, Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. IV, Nr. 12, 1913. Technische Neuheiten des Telefunkensystems.
Elster, J. u. Geitel, H., Physik. Ztschr. 14, 1287, 1913. Zur Influenztheorie der Niederschlagselektrizität. (Vgl. ebenda S. 1292 auch F. Schindelhauer, Über die Elektrizität der Niederschläge.)
Esmarch, W., Ann. Phys. 42, 1257, 1913. Über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in dispergierenden Medien.
Finckh, Felix, Elektrot. Ztschr. 34, 1450, 1913. Vermeintliche und wirkliche Überspannungswirkungen in Hochspannungsanlagen.
Fredenhagen, K., Physik. Ztschr. 15, 19, 1914. Das Verhalten der Wehneltelektrode in verschiedenen Gasen.
Geitel, H. s. Elster, J.
Giles, Georges, Elektrot. Ztschr. 34, 1420, 1913. Zur Frage der Überspannungsschutzapparate.
Greinacher, H., Elektrot. Ztschr. 34, 1485, 1913. Das Vibrationselektrometer.
Gruhn, Konrad, Elektrot. Ztschr. 35, 39, 1914. Ein neuer elektrodynamischer Frequenzmesser (für Niederfrequenz, von Hartmann & Braun).
Hertwig, W., Ann. Phys. 42, 1099, 1913. Die Wheatstonesche Brücke bei Anwendung hoher Frequenzen.
Howe, G. W. O., Electrician 72, 484, 1913. On the transmission of elektromagnetic waves through and around the earth.
Internationale wissenschaftliche Kommission für funkentelegraphische Untersuchung. Elektrot. Ztschr. 34, 1487, 1913.
Kiebitz, Franz, Ber. d. Phys. Ges. 23, 1240, 1913. Eine neue Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen.
Lorenz, C., Akt.-Ges., Funkentelegraphischer Zeitsignalempfänger. Elektrot. Ztschr. 34, 1434, 1913.
Meyer, F. W., Elektrot. Ztschr. 35, 6, 29, 1914. Quecksilber-Großgleichrichter und die Regulier- und Kommutierungsfrage.

Mosler, H., Electrician 72, 529, 1914. Measurements of radiotelegraphic signals on different days and at different times and seasons (vgl. auch La Rev. Él. Nr. 240, S. 560, 1913).

Norden, H., Elektrot. Ztschr. **34**, 1479, 1913. Die Entwicklung der Großgleichrichter der AEG.

Procopin, St., Bull. de l'Ac. Romaine Nr. 5, 1913. La sensibilité et la résistance des détecteurs à contacts imparfaits dans la télégraphie sans fil.

Siegl, Karl, Elektrot. Ztschr. **34**, 1399, 1913. Elektrisches Präzisionspendel mit Kondensatorkontakt und vollkommen konstantem Antrieb.

Sjöström, Martin, Ann. Phys. **42**, 1531, 1913. Über den störenden Einfluß des Zimmers bei Wellenlängen- und Dekrementsbestimmungen kurzer Hertzscher Wellen.

Strecker, K., Elektrot. Ztschr. **35**, 18, 1914. Formel- und Einheitszeichen.

Telefunken. The Radio-Telegraph Installation on Board the „Imperator". Electrician 72, 409, 1913.

Transmission des signaux horaires internationaux et du bulletin météorologique par la T. s. F. L'Électricien Nr. 1201, S. 3, 1914.

Weicker, W., Elektrot. Ztschr. **34**, 1485, 1913. Abspannisolatoren für Hängeisolatorleitungen.

(Eingesandt 22. Januar 1914.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 8. 1914. Heft 3.[1])

Was mißt man mit Unipolardetektor und Parallelohmmethode?

Von **Ferdinand Braun.**

1. Für die Versuche, die absolute Intensität eines Strahlungsfeldes zu messen, haben wir die sog. Parallelohmmethode benutzt. Es lag damit das Bedürfnis vor, sich über dieses Verfahren, welches sich wegen seiner Bequemlichkeit und mangels eines besseren rasch eingebürgert hat (auch z. B. bei den Beobachtungen während der letzten Sonnenfinsternis den Vergleichsmaßstab gab), etwas genauer zu informieren.

Die zur absoluten Feldmessung getroffenen Aufstellungen gaben die Möglichkeit, in sehr bequemer Weise diskutable Zahlen zu gewinnen. Wir haben daher einige Messungen gemacht in der folgenden Weise.

Es wurden dem Telephon (von 204 Ω für Gleichstrom) parallel verschiedene bekannte Widerstände geschaltet und die Ladung des primären Kondensators so lange geändert, bis der Ton für den Beobachter verschwand.

Die folgende Tabelle gibt einige Zahlen:

Parallelohm Beobachtet	Spannung Kaltenbach	Parallelohm Beobachtet	Spannung Papalexi
500	2,4 Volt	—	—
400	2,6 »	400	3,3 Volt
400	2,6 »		
300	2,8 »	300	3,8 »
300	3,0 »		
250	3,1 »		

1) Der Umfang des vorliegenden Heftes fällt etwa doppelt so stark aus wie gewöhnlich, da zusammengehörige Arbeiten nicht getrennt werden sollten. Der Umfang der folgenden Hefte, speziell des 6. Heftes mit den Registern, muß deshalb entsprechend reduziert werden, um den regulären Bandumfang nicht zu überschreiten. Der Herausgeber.

Parallelohm Beobachtet	Spannung Kaltenbach	Parallelohm Beobachtet	Spannung Papalexi
250	3,2 Volt		
200	3,30 »	200	4,0 Volt
200	3,35 »		
150	4,2 »		
100	4,6 »	100	5,5 »
		50	7,4 »

Die Kurven in Fig. 1 stellen die direkten Beobachtungen dar: die Ladespannung, also eine dem Feld proportionale Größe, auf welche

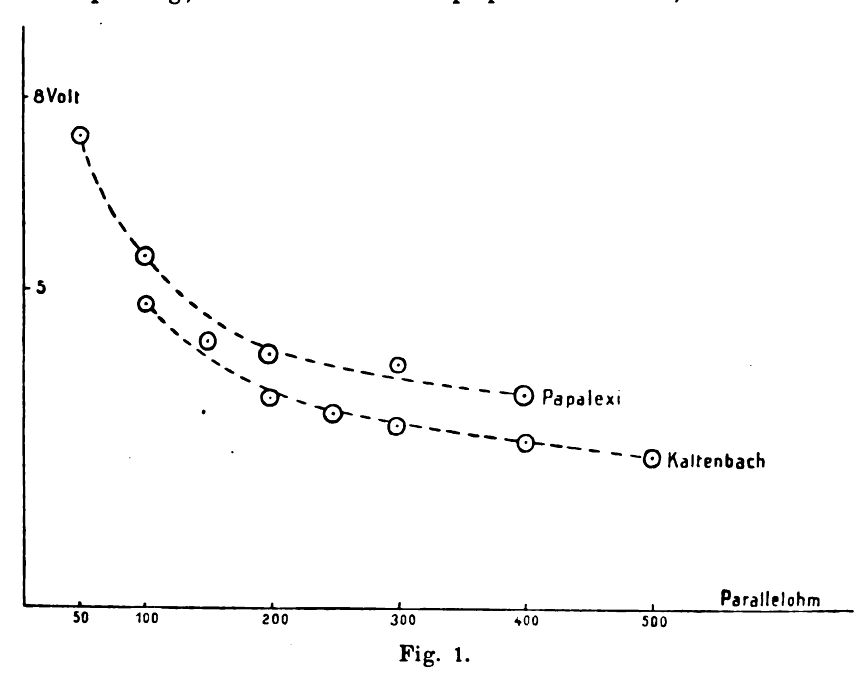


Fig. 1.

man aus dem Verschwinden des Tones bei derjenigen Anzahl Parallelohm, die auf der Abszisse aufgetragen sind, schließen will.

2. Das Ziel des Folgenden besteht darin, zu einer einigermaßen rationellen Darstellung der Beobachtungsresultate, wenn auch nur durch eine Interpolationsformel, zu gelangen. Das wird natürlich am sichersten erreicht, wenn man von einem zutreffenden Bild des Vorganges ausgehen kann. Ich bemerke dazu folgendes.

Als ich im Jahre 1902 die Unipolardetektoren zum erstenmal

für den Empfang anwendete, ging ich von der Annahme aus, daß sie als Ventile wirkten, eine Auffassung, welche lange zurückliegenden Arbeiten von mir[1]) entsprang. Ich habe diese Auffassung auch später noch beibehalten und auf Grund derselben gehofft, einen günstigeren Nutzeffekt als bisher, direkt oder indirekt, mit denselben erreichen zu können. Ich habe mich in den letzten Jahren deshalb wiederholt mit denselben beschäftigt und versucht, über den physikalischen Vorgang etwas Genaueres zu erfahren. Ich erlaube mir, aus diesen Versuchen einiges mitzuteilen.

Es ist unzweifelhaft, daß die angeführten Substanzen im allgemeinen Ventilwirkungen zeigen. Man hat eine — allerdings selbst noch nicht aufgeklärte — Tatsache vor sich, die sich auf bisher bekannte Erscheinungen nicht zurückführen läßt. Dies gilt sicher in weitaus den meisten Fällen für konstanten Strom und daher auch jedenfalls für Wechselstrom niederer Frequenz. In der Tat hat Pierce[2]) dies Verhalten bei langsamerem Wechselstrom für manche Kombinationen experimentell nachgewiesen. Ich komme aber — ich lasse die Gründe hier bei Seite — aus meinen Versuchen, wenigstens für die Detektoren, die ich jetzt genauer prüfte (z. B. Pyrolusit, Manganerze überhaupt, Pyrit, kurz für die meisten in der Praxis verwendeten), zu dem Schluß, daß ihre Wirkung in den Hochfrequenzströmen der drahtlosen Telegraphie jedenfalls in erster Linie auf einer thermoelektrischen Wirkung beruht und schließe mich damit der schon oft, speziell von Tissot, auf Grund seiner Versuche ausgesprochenen Ansicht in der Hauptsache an[3]).

Diese Anschauung hat sich mir bei den erwähnten Versuchen als

1) F. Braun, Pogg. Ann. 153, 556, 1874; Wied. Ann. 1, 94, 1877.

2) George W. Pierce, Phys. Review 25, Juli 1907. Pierce findet eine ganz besonders stark ausgesprochene Unipolarität bei Carborund. Die Stromstärken in beiden Richtungen verhalten sich bei manchen Stücken wie 1 : 100, selbst 1 : 900 bei 10—20 Volt und Strömen von der Größenordnung 100 bis 300 Mikroampere. Solche Differenzen (ähnlichen bin ich neuerdings bei gut leitenden Schwefelmetallen begegnet) hatte ich früher nicht beobachtet. Eine Erklärung durch polarisationsartige Effekte ist damit von vornherein ausgeschlossen. Ich muß aber daran erinnern, daß ich schon in meiner ersten Mitteilung Versuche mit ca. 16 Volt (8 Bunsenelementen) und Strömen, die in Bruchteilen von Mikroamperes lagen, mitgeteilt und daß ich später nachgewiesen habe, daß der Widerstand schon in Zeiten von weniger als $^1/_{500}$ Sek. seinen dem konstanten Strom entsprechenden Wert annimmt.

3) Tissot, Journ. de phys. 1910, S. 887; 1909, S. 595. Ich behalte, als empirisch, den Namen Unipolardetektor bei.



Arbeitshypothese bewährt, alle Ergebnisse fanden damit eine ungezwungene Erklärung und sie führte zu dem folgenden Versuche.

3. Als Detektor diente ein keilförmig geschliffenes Stück Hartmanganerz; dasselbe war an seiner Basis eingeschmolzen in Woodsches Metall, auf seine Schneide wurde ein Trevelyaninstrument (Fig. 2) aufgesetzt. Wurden nun Hochfrequenzströme (Schwingungszahl zirka 100000/sec, etwa 100 Unterbrechungen pro Sekunde), durch die Detektorschneide zum Wackeler geleitet, so tönte das Trevelyaninstrument deutlich. Die Ströme wurden aus einem in Stoßerregung schwingenden Kreise mit sehr geringer, variabler Koppelung induziert; sie waren zwar stärker als die, welche von guten Detektoren mit Telephon angezeigt werden (sagen wir 10 bis 20 mal stärker), lagen aber noch in deren Größenordnung.

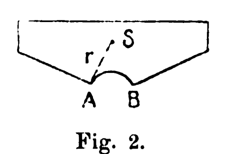


Fig. 2.

Dieses Tönen blieb auch bestehen, als unter die eine Schneide des Wackelers Papier geklebt war. Setzen wir die letzte Versuchsform voraus, so ist der Vorgang offenbar der folgende: Der Schneide wird während eines Wellenzuges eine bestimmte Wärmemenge zugeführt, sie dehnt sich mit einer gewissen Geschwindigkeit aus. Diese Geschwindigkeit nimmt auch der Wackeler an, und er trennt sich von der Unterlage, sobald deren Geschwindigkeit nachläßt.

Der Wackeler drehe sich um den Punkt A; ist z die ganze aber kleine Höhe, bis zu welcher der Punkt B fliegt, t die dazu gehörige Zeit, so ist

$$z = k \cdot t^2$$

wo k sich aus den Dimensionen berechnen läßt.

Für den Wackeler, den ich für obigen Versuch mir herstellen ließ, war k ungefähr gleich 2,5 cm sec^{-2}; das Gewicht des Klotzes betrug 100 g; der Abstand AB war 1,5 mm.

Man kann dann aus der Hubhöhe die Geschwindigkeit ermitteln, mit welcher die Schneide sich ausdehnt. Wie aber die Geschwindigkeit zustande kommt (ob durch rasche Zufuhr einer kleinen Wärmemenge oder durch langsamere einer entsprechend größeren) bleibt damit unentschieden, und es entsteht für die Willkür in den Annahmen ein breiter Spielraum. Aus plausiblen Überschlagsrechnungen würde für einen eben noch hörbaren Ton ($z = 10^{-7}$ mm gesetzt) z. B. herauskommen, daß eine Erwärmung der Schneide um 0,2^0 C, die durch jeden Wellenzug entstünde, genügt, um ihn zum Tönen zu bringen.

Dabei ist die Annahme gemacht, daß die ganze durch den Wellenzug entstehende Wärme praktisch in einem Würfel von 1 mm Kantenlänge der Substanz lokalisiert wäre. Dieses Volum halte ich nach meinen früheren Beobachtungen für viel zu hoch gegriffen, d. h. es kommen wahrscheinlich wesentlich höhere Temperatursteigerungen in entsprechend kleineren Substanzmengen zustande.

Die bekannte Erscheinung, daß durch Überanstrengung die Detektoren sich ändern, d. h. wenn man sich vorher eine möglichst gute Stelle herausgesucht hatte, im allgemeinen verderben, würde, namentlich bei sprödem Material, aus den starken Zerrungen, verständlich werden, welche diese Deformationen begleiten, bei denen eine sehr kleine Stelle in schnellem Tempo aus dem Material herausgetrieben wird (ich habe auch schon früher solche Änderungen bei manchen Stoffen, z. B. bei sehr sprödem Bleiglanz, als „mir unzweifelhaft" bezeichnet).

4. Man könnte die Beobachtung auch noch in anderer Art deuten wollen; z. B. annehmen, daß bei den Detektoren eine Stromänderung eine reversible Druckänderung hervorrufe; es ist mir aber nicht gelungen die geforderte reziproke Erscheinung zu erhalten.

Man ist natürlich aus den Beobachtungen nicht gezwungen, in der Joule'schen Wärme an der Kontaktstelle die alleinige Ursache der Detektorwirkung zu suchen. Ich mache aber einmal (in Beschränkung auf die speziellen Detektoren und hochfrequente Ströme) die Annahme, daß dem so sei und erhalte dann das folgende Bild vom Vorgange und von seinen Bedingungen.

5. Die Detektorsubstanzen besitzen, voraussichtlich in einem noch nicht erklärten Zusammenhang mit ihrer unipolaren Leitfähigkeit, die Eigenschaft, an einer kleinen Elektrode einen sehr großen Übergangswiderstand zu besitzen, so daß man, wenn einerseits eine möglichst große und andererseits eine möglichst kleine Elektrode anliegen, in erster Annäherung den ganzen Widerstand an die letztere Übergangsstelle verlegen darf. Daß dem so ist habe ich schon vor langer Zeit [1]) experimentell bewiesen.

Die Stoffe sind ferner, wie schon seit langem bekannt ist, durch eine große thermoelektrische Kraft und (mit Metallen verglichen) geringe Wärmeleitfähigkeit ausgezeichnet. Soweit die Thermokraft in Betracht kommt, spielt daher das Metall der Elektrode wegen seiner relativ kleinen thermoelektrischen Konstante nur eine sehr untergeord-

1) Vgl. insbesondere Braun, Wied. Ann. **1**, 98—100, 103, 1877; **19**, 347, 1883.



nete Rolle, in Übereinstimmung mit der Erfahrung. Geht nun ein kurz (etwa 10^{-4} sec) dauernder Zug von schnellen elektrischen Schwingungen durch den Detektor, so ist nahezu die ganze Joule'sche Wärme an der kleinen Kontaktstelle lokalisiert. Von dieser Wärme Q fließt ein Bruchteil λ ungenutzt infolge von Leitung an die Umgebung ab (dafür kommt das Elektrodenmetall in Betracht). Der Rest verwandelt sich in 1. Peltierwärme, welche an der anderen, großen Elektrode entsteht und sich auf ihr verteilt: 2. in mechanische Arbeit L, verbraucht für Bewegung der Telephonmembran; 3. in Joule'sche Wärme. Diese zerfällt wesentlich in zwei Teile; a) die Wärme, welche im Telephon und dem Parallelohmwiderstand entsteht; b) in Joule'sche Wärme an der Kontaktstelle. Letztere aber — und das scheint mir ein wesentlicher Punkt zu sein — ist, gerade wegen ihrer Lokalisierung, nicht verloren, sondern wird weiter zu Energie, welche auf die anderen Teile des Stromkreises sich verteilt, verarbeitet.

6. Diese Auffassungen will ich benutzen, um die Frage, was man mit der Parallelohmmethode mißt, wenigstens in großen Zügen zu beantworten. Es hat keinen Zweck sich auf eine subtile Durchführung einzulassen; die folgenden Stromstärken i sind als Mittelwerte zu denken, die Zeiten τ etwa so aufzufassen, als ob die Stromstärken linear mit der Zeit auf den Wert Null abfielen.

Dann stellt sich für unseren Fall die Sache so dar: Ist i_0 die mittlere Stromstärke eines Wellenzuges im Erreger, τ_1 seine Zeitdauer, so führen wir mit einem Wellenzug dem Detektor zu eine Wärmemenge $Q = \text{const.}\, i_0^2 \tau_1$; dann gilt für den nicht als Wärme abgeleiteten Teil $Q(1-\lambda)$

$$Q(1-\lambda) = \eta \cdot i \tau_2 \cdot \Theta + i \tau_2 \cdot i r + L \tag{1}$$

Darin bedeutet (von einer Konstanten abgesehen) das erste Glied die Peltierwärme an der zweiten Elektrode; nämlich η die thermoelektrische Kraft, Θ die absolute Temperatur, τ_2 die Dauer des Vorganges im Detektorkreis.

Das zweite Glied die Joule'sche Wärme im Telephonkreis, r den äquivalenten Widerstand der Verzweigung Telephon-Parallelohm.

L die an das Telephon abgegebene mechanische Arbeit. Wir setzen $L = 0$. Bezeichnet t den Widerstand des Telephons, p die Parallelohm, so ist

$$r = \frac{p\,t}{p+t} \tag{2}$$

Die Parallelohmmethode verringert den durch das Telephon fließenden Strom auf

$$i_1 = i \cdot \frac{p}{p+t} \tag{3}$$

Mit $i_1 \tau_2$ proportional ist der Impuls, den die Telephonmembran bekommt, ihrem Quadrat proportional die Lautstärke; die Methode reduziert die Lautstärke auf den Schwellwert[1]. Da i sein Zeichen nicht wechselt, dürfen wir statt i_1^2 auch setzen $i_1 = A$ (wo A dem Schwellwert der akustischen Amplitude proportional ist), oder

$$i = A \cdot \frac{p+t}{p}$$

Dies in Gleichung (1) eingesetzt führt auf die Form

$$i_0^2 = \frac{p+t}{p}(a + b\,t) \tag{4}$$

Diese sehr einfache Form stellt in der Tat die Beobachtungen, namentlich im mittleren Teil der Kurven, befriedigend dar.

Nr.	p Ω	i_0 beobachtet	i_0^2 beobachtet	$10 \cdot \frac{p+t}{p}$
1	400	3,3	10,9	15
2	300	3,6	13	16
3	200	4,0	16	20
4	100	5,5	30	30
5	50	7,4	55	50

Zum Vergleich ist angenommen, daß die Zahlen der Nr. 4 fehler-

1) Man geht zweckmäßig nur bis zu einem dem Schwellwert benachbarten Punkt der Reizkurve, für den jeder Beobachter ein individuelles Merkmal sich festsetzt (z. B. daß man gerade noch Punkte und Striche unterscheiden kann). Man benutzt dann offenbar eine Stelle der Reizkurve, in welcher die Tangente an die Kurve noch einen — wahrscheinlich ziemlich rasch — veränderlichen Wert hat; oder man schließt einen Punkt in diesem Gebiet in möglichst enge Grenzen ein, indem man bei derselben Widerstandsänderung nach oben und unten einerseits eben noch hört, andererseits nicht mehr hört.

frei seien, d. h. $a + b t = 10$ gesetzt, und unter dieser Annahme sind die anderen berechneten Zahlen gewonnen worden.

Nach Gleichung (4) konvergiert i_0^2 für $p = \infty$ gegen 10, i_0 also gegen 3,1, was mit der Kurve gut übereinstimmt.

Die zweite Kurve (Kaltenbach) ergibt eine weniger gute Übereinstimmung.

p Ω	i_0^2	$6 \cdot \frac{p+t}{p}$
500	5,8	8,4
400	6,8	9
300	8,4	10,2
250	9,6	10,8
200	11,6	12
150	15,2	14,4
100	21	18

7. In der Form der Gleichung (4) steckt die Annahme, daß die Joule'sche Wärme in dem Detektor für die Stromenergie nicht verloren ist, und die Abweichungen der Beobachtungen von der Form (4) könnte man darauf zurückführen wollen, daß diese Annahme hier als streng richtig eingeführt ist, während sie nur annähernd zutrifft. Läßt man noch unverwandelte Joule'sche Wärme im Detektor zu und legt ihm einen Widerstand ϱ bei, so würde statt der Gleichung (4) die Form entstehen

$$i_0^2 = \frac{p+t}{p}\left(a + b t + b \varrho \frac{p}{p+t}\right)$$

Etwas überraschend erscheint es, daß nach Gleichung (1) $i \tau_3$ kleiner wird mit wachsendem η. Wie ich vermute, ist dies so zu deuten, daß τ_2 abnimmt; je größer η ist, desto rascher geht nämlich die Umsetzung der Wärmemenge $Q(1-\lambda)$ in elektrische Energie vor sich; und da bei Verwendung des Telephons τ_2 klein gegen die Schwingungsdauer der Membran oder wenigstens von deren Größenordnung sein soll, so ist großes η aus diesem Grunde günstig. Es erklärt sich daraus, wie ich öfters beobachtet habe und auch jedenfalls der Praxis bekannt ist, daß Detektoren für ein Telephon schlecht sein können, während sie an einem Multiplikator große Effekte geben und umgekehrt.

Am günstigsten würde, wenn die hier gegebene Auffassung richtig ist, ein Stromkreis sein mit möglichst kleinem Gesamtwiderstand, allem Widerstand nur an der Kontaktstelle und möglichst hoher elektro-

motorischer Kraft. Bei tönenden Funken z. B. sollte sich die ganze Wärme in $^1/_{1000}$ Sekunde vollständig aufarbeiten.

8. Ich möchte aber noch eine Bemerkung hinzufügen. Die zunächst gelegene Annahme einer mittleren thermoelektrischen Kraft, welche der lokalen Temperaturerhöhung proportional ist, führt auf negative Werte des Detektorwiderstandes ($-300\ \Omega$ etwa). Die berechneten Werte ändern sich ihrer Größe nach sehr stark mit kleinen Änderungen der Beobachtungszahlen, ihr Vorzeichen scheint aber immer dasselbe zu sein. Dieses selbe Verhalten bleibt auch, obschon weniger stark hervortretend, für die Form der Gleichung (4a). Lediglich nach den Tatsachen gesprochen, fällt die beobachtete Kurve bei kleinen Ordinaten wesentlich rascher ab, als die berechnete.

Als plausible Deutungen sehe ich bis jetzt nur zwei; a) entweder eine subjektive, wonach die Gestalt der beobachteten Kurven, namentlich ihr Verlauf bei kleinen Erregungen, aus einer physiologischen Eigenschaft unseres Ohres bzw. einer Eigentümlichkeit unseres Urteils zu erklären wäre; oder b) eine objektive: es tritt neben der thermoelektrischen Kraft auch noch reine Ventilwirkung (d. h. mit dem effektiven i_0 proportionale unipolare Leitung) auf. Über die letztere Annahme können nur weitere Versuche entscheiden. Dieselben sollen auch die Frage behandeln, wie die Empfindlichkeit von der Tonhöhe, welche durch die Funkenfolge gegeben ist, abhängt. —

Die Konstanten der obigen Gleichung ändern sich selbstredend von Fall zu Fall (Empfindlichkeit des Telephons, Beschaffenheit des Detektors usw.). Immerhin regt diese Mitteilung vielleicht dazu an, die auf verschiedenen Empfangsstationen beobachteten Wirkungen in rationellerer Weise zu vergleichen, als es bisher geschah.

9. Arbeitet die Station (Quelle A) mit tönenden Funken, so würde ich glauben, daß man die Methode etwa in folgender Weise vervollkommnet: Die von A mit Detektor aufgenommenen pulsierenden Gleichströme wirken, ev. nach Verstärkung durch eine Liebenröhre, auf einen Kreis, welcher das Telephon enthält. Auf denselben Kreis wirken ebensolche Ströme, herrührend von einer lokalen Quelle B. A und B sollen auf möglichst gleiche akustische Tonhöhe gebracht sein. Ändert man die Wirkung der lokalen Quelle auf den Telephonkreis, so müssen die in ihm entstehenden langgezogenen Schwebungen so eingerichtet werden können, daß im Minimum der Schwebung der Ton vollständig verschwindet. Ich denke, daß man auf diesem Wege eine Einstellschärfe erreichen könnte, etwa so scharf, wie man sie bei

akustischen Interferenzen hat. Aber es kommen noch Faktoren herein, welche die Sicherheit des Resultates beeinflussen werden. Ein rationellerer Weg ist nahegelegen, aber schwierig.

Straßburg, 10. Januar 1914.

(Eingesandt 21. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Direktor d. Physikal. Instituts d. Universität Straßburg i. Els.

Nachtrag zu: Eine absolute Messung des vom Eiffelturm ausstrahlenden Feldes in Straßburg.

Herr Ferrié war so liebenswürdig mir die Resultate der früher in Aussicht gestellten Dämpfungsmessungen mitzuteilen. Danach ist das logarithmische Dekrement 0,11 bis 0,12. Ich hatte schätzungsweise 0,10 angenommen. Durch die genaueren Werte ändert sich der berechnete Wert der Feldstärke von $0{,}57 \cdot 10^{-5}$ Gauss auf rund $0{,}60 \cdot 10^{-5}$ Gauss.

F. Braun.

(Eingesandt 10. März 1914.)

Lautstärkemessungen nach der Parallelohmmethode und ihre quantitative Brauchbarkeit.

(Mitteilung aus dem Telegr.-Versuchsamt.)

Von **A. Klages** und **O. Demmler.**

Für die Messung der geringen Stromstärken in einer Empfangsantenne kommen mehrere Methoden in Betracht, sowohl objektive wie subjektive. Bei den ersteren, die genauere quantitative Ergebnisse liefern, benutzt man u. a. Bolometer, Thermoelemente und das Thermogalvanometer von Duddell. Bei einer anderen objektiven Methode schaltet man zu dem Blockierungskondensator im Detektorkreis ein Galvanometer parallel und mißt den Ausschlag. Die Ergebnisse sind sehr schwankend, weil mit der Belastung die Detektorempfindlichkeit sich ändert. Eine subjektive Methode beruht darauf, daß man im

Detektorkreis parallel zum Fernhörer einen veränderlichen Widerstand legt und ihn so lange verkleinert, bis im Fernhörer der Ton verschwindet. Hierbei wird häufig angenommen, daß Proportionalität zwischen gemessener Ohmzahl und der empfangenen Leistung besteht. Indessen verhalten sich verschiedene Detektoren verschieden; auch hängt ihre Empfindlichkeit von der Belastung und von Zufälligkeiten ab. Darum muß bei jeder Anwendung der Parallelohmmethode eine besondere Prüfung vorausgehen, ob man berechtigt ist, Proportionalität in dem Beobachtungsbereich anzunehmen.

Ein lineares Gesetz für die Abhängigkeit der Angaben der Parallelohmbestimmung von der einfallenden Energie ist u. a. bei folgenden Arbeiten zugrunde gelegt worden.

Mosler[1]) untersuchte mittels Parallelohmmessung die Abhängigkeit der Lautstärken von der Entfernung zwischen Empfangs- und Sendestation bei einem Ballonaufstieg. Er fand, daß die Zahl der Parallelohm proportional mit der Entfernung zunimmt. Zu demselben Ergebnis gelangten Duddell und Taylor[2]), sowie Tissot[3]), der die Messungen auf dem Meere ausführte. Austin[4]) bediente sich sowohl der Parallelohmmethode, wie des Galvanometers mit Detektor, und des Thermoelementes, um sein Entfernungsgesetz aufzustellen.

Bei der vorliegenden Untersuchung wurden die Angaben der Parallelohmmethode in folgender Weise geprüft:

Gesandt wurde von der Funkenstation Schöneberg aus mit einer Wellenlänge von 1300 m; empfangen wurde im Telegraphen-Versuchsamt, Berlin, Königgrätzer Straße. Die Entfernung betrug ungefähr 3 km.

Versuchsanordnung.

a) Sender (Fig. 1).

Der Sender bestand aus einem Erregerkreis *I* mit Löschfunkenstrecke *F*; mit ihm war der Zwischenkreis *II* fest gekoppelt und mit diesem der Antennenkreis *III* lose gekoppelt. Als Stromquelle diente eine Wechselstrommaschine von 500 Perioden. In der Figur bedeuten *F* die Löschfunkenstrecke, *S* die Spulen, *C* die Kondensatoren, *A* die Antenne, *E* die Erdleitung und *H* ein Hitzdrahtamperemeter. Die Indizes geben an, auf welchen Kreis die Bezeichnung sich bezieht.

1) **Mosler**, Elektrot. Ztschr. **32**, 1204, 1911.
2) **Duddell und Taylor**, Electrician 55, 1905.
3) **Tissot**, Electrician **56**, 1906.
4) **Austin**, Phys. Ztschr. **2**, 1131, 1133, 1911.

Der Kondensator C_1 bestand aus 4 Leydener Flaschen von je 100 m Kapazität. S_1 war eine veränderliche Kupferbandspirale. C_2 bestand aus 2 Leydener Flaschen, jede von 100 m Kapazität; C_3 war ein veränderlicher Kondensator von 32 m Höchstkapazität; S_{21}, S_{23} und S_3 stellen feste Spulen dar. Die Sendeantenne war eine 40 m lange Käfigantenne, die bereits von C. Fischer[1]) beschrieben worden ist.

Die Stromstärke in der Antenne wurde durch Veränderung der Koppelung von S_{23} mit S_3 geändert, während die Koppelung von S_{21} mit S_1 sowie der ganze Primärkreis während der Versuche unverändert blieb. Dabei war die Koppelung mit der Antenne extrem lose, so daß im wesentlichen nur die Stromstärke in der Antenne geändert wurde.

b) Empfänger (Fig. 2).

Die Einrichtung des Empfängers ergibt sich aus Fig. 2. Sie besteht aus einem Antennenkreis $A\,S_1\,C_1\,E$ und einem aperiodischen Detektorkreis $C_2\,S_2\,D$. nach F. Kiebitz[2]), W bedeutet den einzustellenden Parallelwiderstand, T den Fernhörer.

Die Parallelohmmessungen wurden teils mit Bleiglanzdetektoren, teils mit Tikker ausgeführt. Bei den Galvanometermessungen kam nur der Bleiglanzdetektor in Betracht, da der Tikker, der als Unterbrecher wirkt, Gleichstromstöße von wechselnder Richtung liefert. Auf der Empfangsstation wurde bei den erstgenannten Messungen eine 10 m hohe Antenne benutzt, die von F. Kiebitz im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **3**, 1910, S. 541 ff. beschrieben worden ist. Bei den Galvanometerbeobachtungen, bei denen der Fernhörer durch ein Sullivan-Drehspulgalvanometer von 990 Ohm Widerstand ersetzt wurde, bestand die Antenne aus einem horizontal gespannten Draht von 100 m Länge und 3 mm Durchmesser.

Um die Beobachter auf der Empfangsstation vor Selbsttäuschung zu bewahren, wurde die Stromstärke beliebig und in willkürlicher Reihenfolge geändert. Nach Einstellung auf eine bestimmte Stromstärke wurde zunächst als Zeichen für eine neue Beobachtung ein Morsezeichen mehrmals, sodann ein verabredetes Kennwort ungefähr 5 Minuten lang gegeben. Bei den Galvanometermessungen wurde das Kennwort durch Striche von 10 bis 15 Sekunden Dauer ersetzt.

---

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. IV, 32, S. 979.
2) F. Kiebitz, Elektrot. Ztschr. 30, 2, S. 222, 1909.

Ergebnisse.

Es wurde eine sehr große Anzahl von Beobachtungsreihen aufgenommen. Traten Störungen auf, so waren die Beobachtungen völlig ungesetzmäßig; selbst wenn Störungen fehlten, wurden nur selten glatte Kurven erhalten. Tabellen 1 und 2 sowie die zugehörigen Kurven

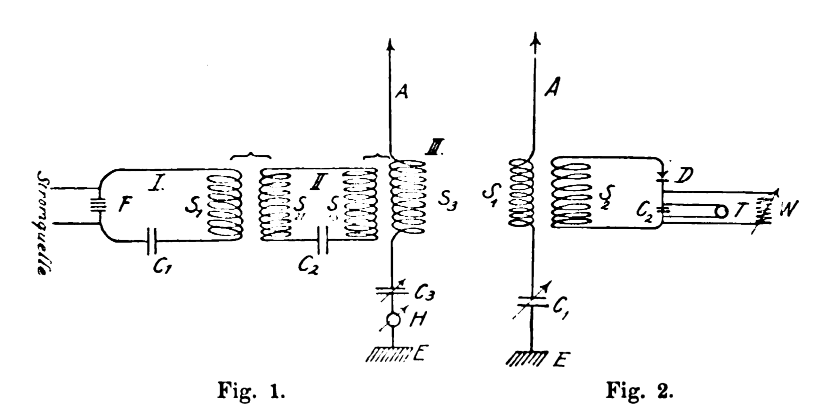


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 3 u. 4 stellen Beobachtungen mit Bleiglanzdetektor dar, bei denen sich gute Kurven ergaben. Die Einstellungen wurden teilweise von zwei Beobachtern unabhängig ausgeführt.

Tabelle 1.

Ampere in der Sende-Antenne	Ohmzahl	
	Beobachter I	Beobachter II
1,0	2,0	2,0
0,7	4.25	1,75
0,2	—	20
0,5	—	3,5
1,4	1,5	1,0
1,2	2,0	1,2
0,35	15,0	—
0,175	45,0	30,0
0,45	4,0	4,2

Tabelle 2.

Ampere in der Sende-antenne	Ohmzahl	
	Beobachter I	Beobachter II
1,0	20	35
0,5	120	160
0,25	850	600
0,75	45	80
1,5	10	18
2,0	9	—
1,25	12	—
0,4	200	300
0,2	sehr leise	

Die Kurven nähern sich unabhängig vom Beobachter asymptotisch den Koordinatenachsen.

Die Messungen der einzelnen Beobachter weichen zwar zuweilen voneinander ab, doch tritt ein ähnlicher Verlauf für beide Kurven auf.

Was für die Messungen mit Bleiglanzdetektor gesagt worden ist, gilt auch für diejenigen mit Tikker. Tabelle 3 und Fig. 5 geben eine Meßreihe wieder, die zu einer einigermaßen glatten Kurve von ähnlichem Verlauf führte.

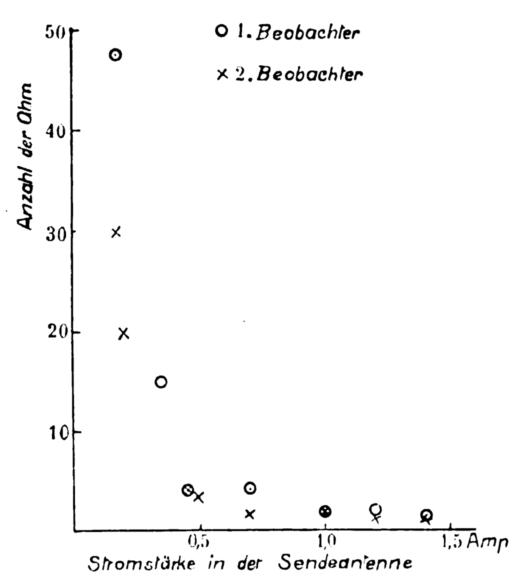


Fig. 3.

Tabelle 3.

Ampere in der Sendeantenne	Ohmzahl	Ampere in der Sendeantenne	Ohmzahl
1,55	11,5	0,41	125
1,0	10,0	0,8	35
1,35	15,0	1,0	20
0,54	45,0	0,23	170
0,17	250	0,1	1050
0,34	95	0,75	20
0,73	19	0,44	85
0,64	25	0,9	24

Meist gelang es nicht, so gesetzmäßige Kurven zu erhalten. Durch geringe, unvermeidliche Störungen wurden die Beobachtungen beeinträchtigt; z. B. zeigt Tabelle 4 und Kurve 6 eine Meßreihe, die mit Tikker unter normalen Verhältnissen aufgenommen wurde.

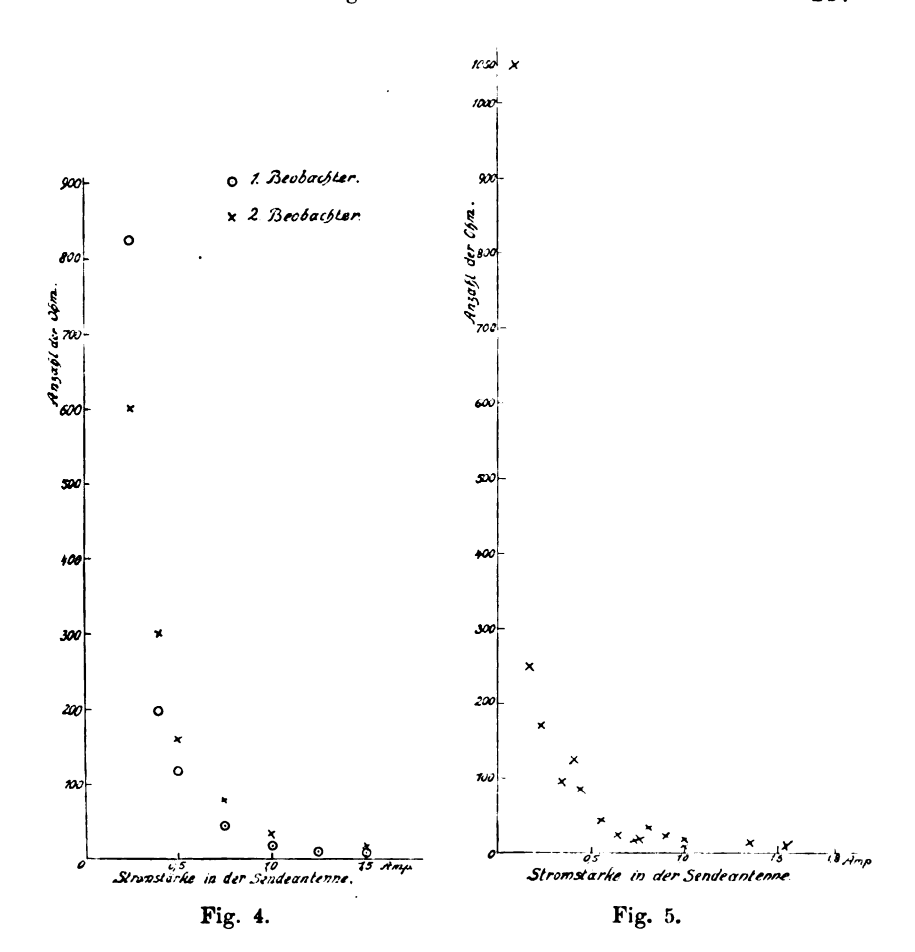


Fig. 4. Fig. 5.

Tabelle 4.

Ampere in der Sendeantenne	Ohmzahl	Ampere in der Sendeantenne	Ohmzahl
1,0	15	0,2	400
0,5	55	0,65	70
0,25	350	0,85	85
0,13	190	0,70	250
0,8	9	1,15	36
0,4	70	1,3	16
0,6	30	1,45	13

Versuche, die bei verschiedener Koppelung im Empfänger oder

mit Fernhörer von verschiedenem Widerstand angestellt wurden, lieferten ähnliche Ergebnisse.

Aus allen Meßreihen geht hervor, daß zwischen der Empfangsstärke und dem Parallelohmergebnis, wenn man die Beobachtungen über einen größeren Bereich ausdehnt, keine Proportionalität besteht. Diese kann auch nicht erwartet werden; denn könnte der parallel geschaltete Widerstand gleich 0 gemacht werden, so müßte die Empfangsstärke unendlich groß sein, und andererseits müßte man einen

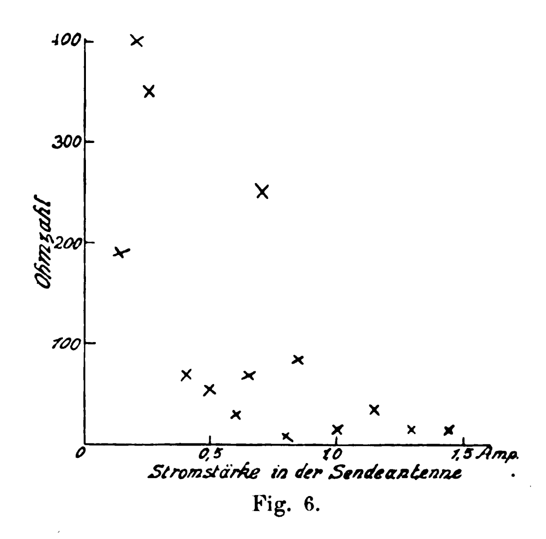


Fig. 6.

unendlich großen Widerstand parallel schalten, wenn die Empfangsstärke gleich 0 ist. Deshalb nähern sich die Kurven stets beiden Koordinatenachsen asymptotisch.

Galvanometermessungen lassen erkennen, wie groß der persönliche Fehler des Beobachters bei der Parallelohmbestimmung und wie groß die Unbeständigkeit des Detektors ist.

Eine Galvanometermeßreihe zeigt Tabelle 5 und Fig. 7.

Die Kurve zeigt beständig steigenden, angenähert geradlinigen Verlauf; die Abweichungen, die bei größeren Sendeenergien auftreten, erklären sich durch Schwankungen der Detektorempfindlichkeit bei großer Belastung.

Die Angaben der Parallelohmmethode lassen sich ohne Vorprüfung der näheren Umstände quantitativ nicht verwerten; sie gibt höchstens an, ob eine Empfangsstärke größer oder kleiner wird. Wie unzuver-

Tabelle 5.

Ampere in der Sendeantenne	Galvanometerablesung	
	Ausschlag in mm	$= m \cdot a \cdot 10^{-4}$
0,48	7	2,0
0,75	17	6,0
0,80	19	6,5
0,93	25	8,0
0,55	9	3,0
0,64	13	4,6
1,00	35,5	10,2
0,32	4,0	1,0
0,85	23,5	7,7
1,47	42,5	11,6
1,70	50,5	13,0
1,20	33,0	9,8

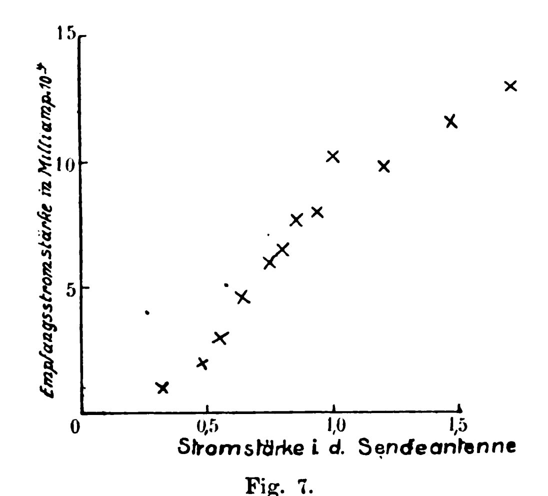


Fig. 7.

lässig die Parallelohmmethode ist, geht auch aus einem Versuche hervor, bei dem stets mit derselben Antennenstromstärke gesandt wurde, wovon die Beobachter auf der Empfangsstation keine Kenntnis hatten. Die Einstellungen schwankten zwischen 15 und 42 Ohm bei dem einen, und zwischen 8 und 35 Ohm bei dem anderen Beobachter.

Auch bei Galvanometermessungen sind, im Gegensatz zur Telephonbeobachtung, noch Störungen durch Poulsen-Schwingungen möglich, die mit Kristalldetektor und Fernhörer kaum wahrgenommen werden.

Obgleich die Angaben der Parallelohmmethode sehr unzuverlässig sind, bleibt sie doch wegen ihrer bequemen Handhabung ein Not-

behelf, dessen sich die Praxis allgemein bedient, um Schätzungen der Lautstärke vorzunehmen.

Zusammenfassung.

Die Angaben der Parallelohmbestimmung sind ohne Prüfung der näheren Umstände quantitativ nicht brauchbar. Keinesfalls hängen sie von der im Empfänger einfallenden Leistung nach einem linearen Gesetz ab.

Zwar kann man mit dem Bleiglanzdetektor nach objektiver Methode noch einen verhältnismäßig einfachen Gang der Abhängigkeit feststellen; soweit dies nach der subjektiven Parallelohmmethode möglich ist, ergibt sich indessen kein lineares Gesetz.

(Eingesandt 24. Dezember 1913.)

Adresse der Autoren: K. Telegraphen-Versuchsamt Berlin W 9, Königgrätzer Str. 20.

Spezialuntersuchung über den Einfluß der totalen Sonnenfinsternis am 21. August 1914 auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen.

Unter Bezugnahme auf die Mitteilung des Herrn Dr. Eccles auf S. 289 des vorliegenden Heftes benachrichtige ich die Leser des Jahrbuches, daß ich auf Wunsch des Committee for Radiotelegraphic Investigation der British Association for the Advancement of Science mich bereit erklärt habe als honorary secretary für Deutsch sprechende Länder zu fungieren.

Ich bitte deshalb Firmen, Physikalische Institute und Privatpersonen, welche sich z. Zt. an diesen Beobachtungen mit geeigneten Empfangsstationen beteiligen wollen, sich baldigst mit mir in Verbindung zu setzen. Desgleichen erbitte ich die Mitteilung von Großstationen, welche besondere Emissionen ausführen wollen.

Zürich (Hauptpostfach 6123), 23. März 1914.

Dr. G. Eichhorn.

(Eingesandt 23. März 1914.)

Wesen und Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen bei der drahtlosen Telegraphie.

Von **G. W. O. Howe.**[1])

Wenn bei einer elektrischen Kraftübertragung durch Gleichstrom nicht wie gewöhnlich ein konzentrisches Kabel oder zwei parallele kreisrunde Leiter verwendet werden, sondern zwei breite dünne dicht nebeneinanderliegende Kupferstreifen, so wird sowohl das magnetische als auch das elektrische Feld zwischen den Streifen senkrecht zur Stromrichtung nahezu gleichförmig sein. Eine solche Stromleitung ist daher vorzüglich dazu geeignet, die Vorstellungen zu prüfen, die dem Poyntingschen Satze und der Erscheinung der elektromagnetischen Wellen zugrunde liegen. Die Prüfung gelingt zwar nur innerhalb gewisser Grenzen, liefert aber, wie wir sehen werden, trotzdem wichtige Resultate. Zuerst soll die Untersuchung für Gleichstrom gemacht und dann gezeigt werden, daß man durch Verwendung von Wechselstrom in derselben Leitung zu einer klaren Vorstellung von den mächtigen elektromagnetischen Wellen kommt, die sich von einer Antenne aus über die ganze Erde verbreiten. Einige allgemein verbreitete Grundideen, die auch in den Lehrbüchern für drahtlose Telegraphie aufgenommen sind, werden sich dabei als falsch erweisen.

Wir wollen zunächst die Energieübertragung durch Gleichstrom betrachten, wobei i der Strom in Ampere, e die P.D. (Potentialdifferenz) in Volt sei. Wenn der Widerstand der Streifen vernachlässigt wird, bleibt e über die ganze Leitung konstant. Ist b die Breite der Streifen und d ihre Entfernung voneinander, so kann leicht gezeigt werden, daß die magnetische Feldstärke zwischen den Streifen

$$H = \frac{4\pi}{10} \frac{b}{i}$$

ist.

Wenn die Streifen sehr eng aneinanderliegen, so ist H zwischen ihnen konstant und außerhalb Null. Dasselbe gilt für das elektrische Feld, dessen Stärke durch die Formel

$$E = \frac{e}{d} \text{ Volt/cm}$$

ausgedrückt wird.

1) Autorisierte Übersetzung aus „Electrician“ 71, 965, 1913 mit Änderungen des Verfassers. (Vgl. auch Electrician 72, 484, 1914 G. W. O. Howe, und Electrician 72, 823, 1914 Louis Cohen.)



H und E sind offenbar rechtwinklig zueinander und ihr Produkt ist:

$$H E = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{i e}{b d}$$

Es werden $i e$ Watt oder Joule/sec übertragen, und zwar geschieht die Übertragung durch das Dielektrikum zwischen den Streifen. nicht durch die Streifen selbst, die nur als Führer dienen. Sie wirken ungefähr wie die Wände eines Hörrohrs, die die Schallenergie an einen

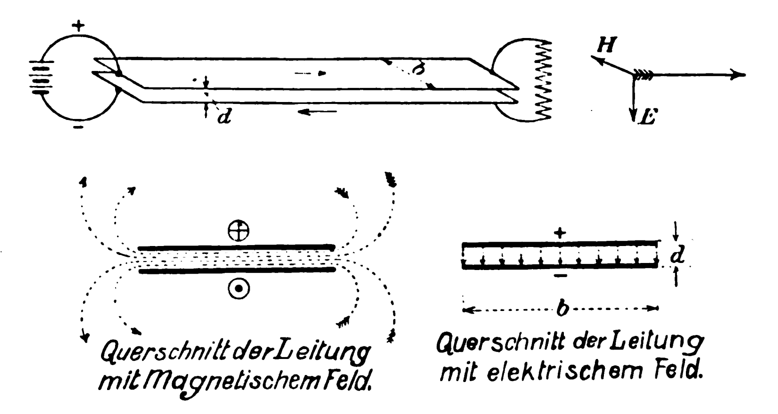


Fig. 1.

bestimmten Punkt hinleiten; übertragen aber wird die Energie durch die Schallwellen.

Durch 1 cm² des Dielektrikums geht folgende Energiemenge:

$$\frac{i e}{b d} = H E \cdot \frac{10}{4\pi} \text{ Joule/sec}$$

In jedem Punkte des Raumes, wo gleichzeitig ein elektrisches Feld E und ein dazu rechtwinkliges magnetisches Feld H vorhanden ist, existiert also ein Energiestrom senkrecht zur Fläche H und E von der Größe $\frac{10}{4\pi}$ $H E$ Joule/sec oder Watt, wobei E in Volt/cm auszudrücken ist. Das ist der Poyntingsche Satz. Die gegenseitige Richtung von H, E und dem Energiestrom kann aus Fig. 1 ersehen werden, darstellbar durch die rechtwinklig zueinander gestellten drei ersten Finger der linken Hand.

Wenn die Leitung am Empfänger unterbrochen wird, verschwindet der Strom und damit auch das magnetische Feld, es bleibt nur mehr

das elektrische. Wenn die Leitung kurz geschlossen wird, so sinkt die P. D. zwischen den Streifen auf Null, das elektrische Feld hört auf und es bleibt nur das magnetische. Eine Energieübertragung kann in keinem der beiden Fälle auftreten. Wenn Energie übertragen werden soll, müssen die beiden Felder, das elektrische und das magnetische, gleichzeitig im selben Raum nebeneinander bestehen, und sie müssen einigermaßen rechtwinklig zueinander sein. Das ist ein wichtiger Punkt, der oft bei der Untersuchung der Energie ausstrahlenden elektromagnetischen Wellen, wie sie von Antennen ausgehen, übersehen wird; wir kommen später darauf zurück.

Die Selbstinduktion für 1 cm Leitungslänge — d. h. also der Kraftlinienfluß der im Zwischenraum durch die Stromeinheit erzeugt wird — ist offenbar $\frac{4\pi d}{b}$ absolute Einheiten oder $\frac{4\pi}{10^9} \cdot \frac{d}{b}$ Henry.

Fig. 2.

Die Kapazität zwischen den Streifen ist für 1 cm Länge $\frac{b}{4\pi d}$ obsolute Einheiten oder $\frac{b}{4\pi d} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$ Farad, wenn das Dielektrikum Luft ist.

Wir wollen nun annehmen, daß die Dynamo oder Batterie durch eine Wechselstrommaschine mit einer Frequenz von $\sim$ Wechsel in der Sekunde ersetzt wird und daß die Belastung am anderen Ende der Leitung induktionsfrei sei. Jeder Zentimeter der Leitung hat eine bestimmte Selbstinduktion L und eine Kapazität K, deren Größe wir eben angegeben haben. Annäherungsweise kann die Leitung durch eine Reihe von Selbstinduktionen und Kapazitäten ersetzt werden, die in der Weise angeordnet werden, wie es Fig. 2 zeigt. Widerstand und Isolationsfehler der Leitung seien zu vernachlässigen. Man kann nun ein Vektordiagramm aufstellen, indem man einen Strom durch die induktionsfreie Belastung und allmählich auf dem gewöhnlichen Wege zurückführt. Das Vektordiagramm wird aber sehr vereinfacht, wenn man den Belastungswiderstand r gleich $\sqrt{\frac{L}{K}}$ macht. (Dieses

Verhältnis ist eine wichtige charakteristische Größe für eine Fernleitung; sie wird auch manchmal Wellenwiderstand genannt.)

Wenn $r = \sqrt{\frac{L}{K}}$ ist, so bleibt der Stromvektor sowie auch der Spannungsvektor überall konstant, d. h. Amperemeter und Voltmeter zeigen an jeder Stelle der Leitung dieselben Werte. Überdies sind die zwei Vektoren überall in Phase. Das sieht man sofort aus Fig. 3. Wenn i die effektive Stromstärke in jedem Punkte ist, so ist der Effektivwert des Spannungsabfalles pro Zentimeter in diesem Punkte

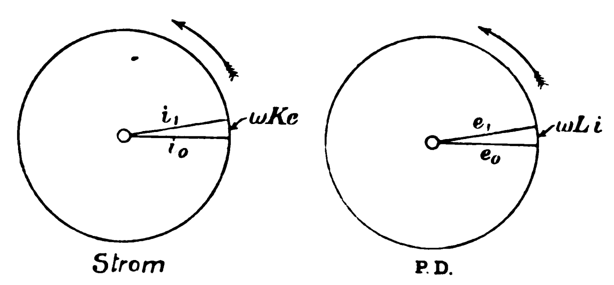


Fig. 3.

$\omega L i$, wo $\omega = 2\pi \sim$ und ist um 90^0 in der Phase gegen den Strom verschoben. Wenn e die P. D. in irgendeinem Punkte ist, so hat der Kapazitätsstrom einen Effektivwert von $\omega K e$ und ist um 90^0 gegen e verschoben. Es muß offenbar $\omega K \frac{e}{i} = \omega L \frac{i}{e}$ sein, wenn Strom- und Spannungsvektor gleich lang und in Phase bleiben sollen.

Da $\frac{e}{i} = r$, so ist $r = \sqrt{\frac{L}{K}}$. Wenn der Belastungswiderstand diesen Wert hat, wird die Energie mit derselben Geschwindigkeit absorbiert, mit der sie ankommt, und es gibt keine Reflexion zur Erzeugung stehender Wellen. Es ist dabei ganz gleichgültig, ob die Leitung lang oder kurz ist. In den Punkten, wo der Strom und damit auch der Wert von H in irgendeinem Moment ein Maximum hat, hat auch die P. D. und damit der Wert von E im gleichen Moment ein Maximum (Fig. 4). Der Energiestrom in irgendeinem Punkte und Momente ist durch $\frac{10}{4\pi} H E$ Watt/cm² gegeben.

Wird der induktionsfreie Belastungswiderstand durch eine Drossel-

spule von vernachlässigbarem Ohmschen Widerstand oder durch einen Kondensator mit vernachlässigbarem Verluste ersetzt, so sind die Strom- und Spannungsvektoren um 90^0 in der Phase verschoben, und zwar nicht nur am Ende, sondern längs der ganzen Leitung. Das ist leicht einzusehen, wenn man beachtet, daß in jedem Punkte der Spannungsabfall rechtwinklig zum Stromvektor und der Kondensatorstrom rechtwinklig zum Spannungsvektor ist. Der Strom in der Leitung ist ein Maximum, wenn die P.D. Null ist und umgekehrt, so daß wir ein abwechselndes Aufspeichern magnetischer und elektrischer Energie haben, aber keinen Energiestrom. In diesem Falle haben wir stehende Wellen in der Leitung.

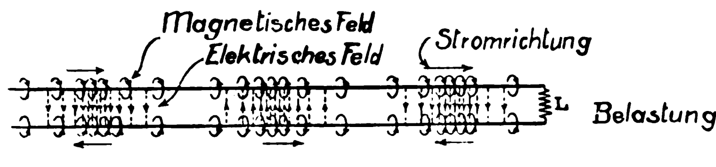


Fig. 4.

Kehren wir nun zu der induktionsfreien Belastung zurück, so finden wir aus Fig. 3 leicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle längs der Leitung. Der induktive Spannungsabfall pro 1 cm ist $\omega L i$; für die Länge l ist der Abfall $\omega L i l$, dargestellt durch den Kreis der mit dem Vektor e als Radius beschrieben wird. Wählen wir die Länge l so, daß $\omega L i l = 2\pi e$ wird, so kommen wir zu einem Punkte, wo die Phase dieselbe ist wie am Ende; dieser Wert von l ist daher die Wellenlänge λ.

Daher ist

$$\lambda = \frac{2\pi e}{\omega L i} = \frac{2\pi}{\omega \sqrt{KL}} = \frac{1}{\sim \sqrt{KL}}$$

und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle

$$= \lambda \sim = \frac{1}{\sqrt{KL}}$$

Setzen wir die Werte für K und L ein, so erhalten wir

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{b}{4\pi d} \cdot \frac{4\pi d}{b} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^{20}}}} = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.}$$

Die elektromagnetischen Wellen wandern also mit Lichtgeschwindigkeit dem Leiter entlang.

Wie wir gesehen haben, war das Verhältnis $\frac{e}{i}$ längs der ganzen Leitung konstant gleich $\sqrt{\frac{L}{K}}$; daher ist $\frac{L i^2}{2} = \frac{K e^2}{2}$, d. h. die Gesamtenergie in einem Kubikzentimeter des Dielektrikums verteilt sich in jedem Momente gleichmäßig auf das magnetische und das elektrische Feld. Die Gesamtenergie in 1 cm der Leitung ist $K e_m^2$, wenn e_m den Momentanwert der P. D. bedeutet; der Mittelwert der Energie pro Zentimeter ist $K e^2$, wo e der Effektivwert der P. D. ist. Diese Energie wird mit der Geschwindigkeit $v = \frac{1}{\sqrt{KL}}$ übertragen und der Energiebetrag, der während einer Sekunde ans ferne Ende gelangt, ist

$$K e^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{KL}} = e^2 \sqrt{\frac{K}{L}} = \frac{e^2}{R} \text{ Joule.}$$

Die elektromagnetischen Wellen zwischen den zwei Streifen sind von der einfachsten Art, nämlich ebene Wellen. Es macht keinen wesentlichen Unterschied, wenn die Streifen einige hundert Meilen breit und einige hundert Fuß voneinander entfernt sind, und wenn der untere Streifen durch die Erde ersetzt wird; es ändert nur den Maßstab. Wir würden dann ebene elektromagnetische Wellen haben, die über die Erdoberfläche ziehen. Bei manchem Probleme der drahtlosen Telegraphie wurde der Einfachheit halber angenommen, daß die auftretenden Wellen solcher Art sind[1]). Es kann eingewendet werden, daß wir bei der drahtlosen Telegraphie keine verlustfreie Leitung mit induktionsfreier Belastung von bestimmter Größe am entfernten Ende haben. In der Theorie der Fortpflanzung von Telephonströmen haben wir den bekannten leicht zu beweisenden Satz, daß bei einer langen Leitung, in der die Energie aufgebraucht wird, bevor sie an das entfernte Ende gelangt, an dem sie sonst reflektiert werden könnte, der scheinbare Widerstand der Leitung $\sqrt{\frac{I}{Y}}$ ist, wobei $I = R + j\omega L$ der komplexe Widerstand der Längeneinheit der Leitung und $Y = G + j\omega K$ der komplexe Leitwert der Längeneinheit ist (G ist der reziproke Wert

1) Zenneck, Annalen der Physik 23, 846, 1907.

des Isolationswiderstandes, $j = \sqrt{-1}$ und $\omega = 2\pi\sim$). Wenn R und G klein sind gegen ωL und ωK, so ist der scheinbare Widerstand der Leitung einfach $\sqrt{\frac{L}{K}}$ und der Strom ist an der Sendestelle in Phase mit der P. D., so daß die Leitung induktionsfrei erscheint. Das ist auch der Fall für $\frac{R}{L} = \frac{G}{K}$, die Bedingung für Oliver Heavisides verzerrungsfreie Leitung. Bei der drahtlosen Telegraphie ist die Dämpfung gering, besonders über dem Meere, und wir werden nicht weit fehlen, wenn wir annehmen, daß Strom und Spannung, oder wie wir sagen müssen, wenn wir uns auf den Raum zwischen den Leitern und nicht auf die Leiter selbst beziehen, daß das magnetische und das elektrische Feld in Phase sind.

Wir kommen aber den funkentelegraphischen Wellen viel näher, wenn wir annehmen, daß sich die zwei parallelen leitenden Streifen von der Wechselstromquelle aus nach allen Seiten erstrecken. Der obere Streifen wird dann zu einer oberen Scheibe, der untere Streifen zu einer unteren Scheibe oder einfach zur Erde, während der Wechselstromgenerator mit den Mittelpunkten der beiden Scheiben verbunden sein soll. Am Rande der Scheiben, die wir uns riesengroß denken, können wir einen gleichmäßig verteilten induktionsfreien Belastungswiderstand von passender Größe annehmen, oder, was besser mit den Tatsachen übereinstimmt, es wird angenommen, daß der Widerstand der unteren Scheibe (der Erde) die ausgesandte Energie so verschluckt, daß nichts davon den Rand der Scheiben erreicht. Die Übertragung wird übrigens nur dann vollkommen verzerrungsfrei sein, wenn wir annehmen, daß die Isolationsverluste in einem bestimmten Verhältnisse zum Widerstande stehen, doch ist dieser Punkt von geringerer Wichtigkeit.

Der magnetische Kraftlinienfluß wird sich zwischen den Scheiben in konzentrischen Zonen von entgegengesetzter Kraftlinienrichtung um den Generator ausbilden, da außerhalb der Scheiben überhaupt keine Kraftlinien auftreten. Schreitet man von dem Mittelpunkt der Scheibe nach außen fort, so kommt man von einer Zone in die andere, in denen der Strom abwechselnd radial nach außen und radial nach innen geht. In jedem Punkte der beiden Scheiben besteht ein radialer Wechselstrom.

Die Energiestrahlung ist hier genau zylindrisch, sonst im übrigen aber identisch mit der Ausstrahlung einer drahtlosen Antenne. Das

elektrische und magnetische Feld in der Nähe der unteren Scheibe entspricht genau den Verhältnissen über der Erde, nur die Änderung mit Entfernung vom Generator ist eine andere.

Dieser Mangel kann vollkommen dadurch beseitigt werden, daß man den Abstand der Scheiben proportional zum Abstande vom Zentrum anwachsen läßt, oder mit anderen Worten, daß man statt der oberen Scheibe einen Kegel nimmt, wie es Fig. 5 zeigt. Die Wechselstrommaschine ist mit der Kegelspitze und mit dem Punkte der Erde verbunden, der von der Spitze fast berührt wird. Eine solche gedachte Anordnung liefert also fast identisch dieselbe Wellenausstrahlung, wie

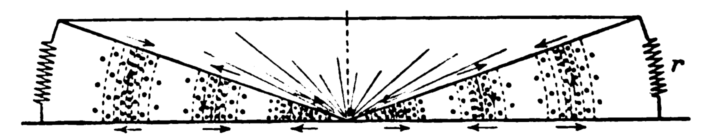


Fig. 5.

die drahtlose Telegraphie, und bietet dabei die Möglichkeit einer sehr einfachen rechnerischen Verfolgung der Vorgänge. Im Gegensatz zu den parallelen Scheiben ist die Selbstinduktion pro Zentimeter in radialer Richtung bei dieser neuen Leitung konstant — d. h. unabhängig von der Entfernung vom Mittelpunkt — und ebenso die Kapazität pro Zentimeter. In dieser Beziehung hat die Kegelanordnung Ähnlichkeit mit der gewöhnlichen Telephonleitung oder mit den schon betrachteten zwei flachen Streifen, und man kommt zu denselben einfachen Formeln und denselben Vektordiagrammen.

Um die Selbstinduktion pro Zentimeter in radialer Richtung zu berechnen, müssen wir wissen, wie groß die Kraftlinienströmung pro Zentimeterradius ist, wenn die Stromeinheit ständig im Kegel nach auswärts und in der unteren Scheibe radial nach dem Mittelpunkt zurückfließt. Es sei a der Winkel zwischen dem Kegel und der unteren Scheibe, x die Entfernung vom Mittelpunkt und d die Entfernung zwischen dem Kegel und der Erde längs des Kreisbogens gemessen, also $d = a x$. Die Bahn der magnetischen Kraftlinien ist $2 \pi x$ und der Kraftlinienfluß pro Zentimeterradius ist bei Stromeinheit $\frac{4 \pi d}{2 \pi x} = 2 a$, folglich ist die Selbstinduktion pro Zentimeter $2 a \cdot 10^{-9}$ Henry. Die Kapazität von 1 cm radialer Richtung ist offenbar dieselbe wie die eines Plattenkondensators mit Platten von der Fläche $2 \pi x$, die in einer Entfernung d voneinander stehen, und das sind

$$\frac{2\pi x}{4\pi d} = \frac{1}{2a}$$

absolute Einheiten oder $1/(2a \cdot 900000)$ Mikrofarad.

Abgesehen von der Dämpfung werden also Strom und Spannung gerade wie bei der gewöhnlichen Telephonleitung von Punkt zu Punkt mit den angegebenen Werten von Selbstinduktion und Kapazität wechseln. Das elektrische Feld E in einem bestimmten Punkte findet man, indem man die P. D. durch die Entfernung des Kegels von der Erde an diesem Punkte dividiert, welche letztere sich proportional mit der Entfernung vom Generator ändert. Wie wir gesehen, hat aber die P. D., abgesehen von der Dämpfung, längs der ganzen Leitung denselben Wert, so daß also das elektrische Feld umgekehrt proportional mit der Entfernung vom Mittelpunkt abnimmt. Ebenso das magnetische Feld, da der magnetische Kraftlinienweg proportional mit der Entfernung vom Mittelpunkt zunimmt. Das stimmt mit den Ergebnissen überein, die man bei der Wellenausstrahlung eines Hertzschen Oszillators oder einer Antenne fand. Man sieht daher, daß, wenn man die untere Scheibe als Erde ansieht und den gutleitenden Kegel als Atmosphäre, man ein System von elektromagnetischen Wellen erhält, das wenigstens in der Nähe der Erde, seinem Wesen und seinen Eigenschaften nach identisch ist mit den in der Funkentelegraphie auftretenden und daß diese Wellen genau die gleiche Veränderlichkeit auf der Erdoberfläche aufweisen. Diese Austrahlung kann nicht mehr zylindrisch genannt werden, sie ist im wesentlichen sphärisch, da die Wellenfront angenähert einen Teil einer Kugelfläche bildet.

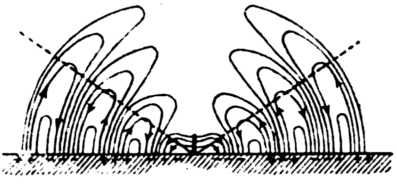


Fig. 6.

Diese gedachte Anordnung gibt nun zwar in der Nähe der Erdoberfläche die richtigen Werte für E und H, aber nicht in der oberen Atmosphäre, wo das Feld nicht senkrecht auf einer Kegelfläche endet, sondern Schleifen bildet, wie Fig. 6 zeigt.

Berechnung des Winkels a zwischen der Kegelfläche und der Erde.

Wenn man die Frage nur qualitativ behandeln will, so ist die Neigung der oberen Kegelfläche unwesentlich. Will man aber zahlenmäßige Berechnungen machen, so muß man den Winkel so wählen,

daß das ganze Energiequantum in der vordringenden Welle im selben Verhältnis zu H und E steht, wie es bei der drahtlosen Telegraphie in der Nähe der Erdoberfläche wirklich der Fall ist. Der richtige Wert des Winkels ist leicht gefunden. Unter Annahme einer vollkommen leitenden, flachen Erde wird die von einer senkrechten Antenne erzeugte elektrische und magnetische Feldstärke auf der Erdoberfläche durch folgende Gleichung gegeben[1]):

$$E = H = \frac{2\, i_{\max}}{10} \; \frac{\cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{v}\right)}{x}$$

wobei: $i_{\max}$ = Maximalstrom der Antenne in Ampere,

$\omega = 2\pi \sim$
x = Abstand von der Antenne in Zentimeter
v = Lichtgeschwindigkeit in cm/sec

Daher

$$E_{\max} = H_{\max} = \frac{i_{\max}}{5\,x} \text{ c. g. s.}$$

oder

$$E_{\max} = \frac{i_{\max}}{5\,x} \cdot 300 = \frac{60\, i_{\max}}{x} \text{ Volt/cm}$$

Andererseits ist die gesamte von einem senkrechten Luftleiter ausgestrahlte Energie $\frac{0{,}61\, I^2}{v}$ Erg/sec[1]), wo I die Amplitude des Antennenstromes in elektrostatischen Einheiten ist. Drücken wir den Strom in Ampere aus und setzen für $v = 3 \cdot 10^{10}$, so haben wir

$$\frac{0{,}61 \cdot i^2_{\max} \cdot 9 \cdot 10^{18}}{3 \cdot 10^{10}} \text{ Erg/sec} = 18{,}3\, i^2_{\max} \text{ Watt}$$
$$= 36{,}6\, i^2_{\text{eff}} \quad \text{"}$$

In dem angenommenen Fall des Kegels und der vollkommen gut leitenden Scheibe ist die Amplitude des gesamten radialen Wechselstroms in allen Entfernungen vom Mittelpunkt dieselbe und die magnetische Kraftlinienbahn ist $2\pi x$. Daher ist das magnetische Feld in der Entfernung x

1) Abraham, „Theorie der Elektrizität", II., S. 300, 304.

$$H_{max} = \frac{\frac{4\pi}{10} i_{max}}{2\pi x} = \frac{i_{max}}{5x}$$

und das elektrische Feld

$$E = \frac{\text{P.D.}}{d} = \frac{i\sqrt{\frac{L}{K}}}{a x} = \frac{i}{a x}\sqrt{\frac{2a\,10^{-9}}{\frac{1}{2a}\cdot\frac{1}{9\cdot 11^{11}}}} = \frac{i}{a x}\sqrt{3{,}600\,a^2}$$

und

$$E_{max} = \frac{60}{x} i_{max} \text{ Volt/cm}$$

(Anmerkung. $H_{max} = E_{max}$ wenn letzteres in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt wird.)

Nun ist der scheinbare Widerstand unserer Leitung $\sqrt{\frac{L}{K}}$ und die ihr vom Generator mitgeteilte und daher längs ihr übertragene Energie ist

$$i^2_{eff}\sqrt{\frac{L}{K}} = i^2_{eff} 60a \text{ Watt}$$

Im Falle des wirklichen Luftleiters ist die ausgestrahlte Energie $36{,}6\, i^2_{eff}$ Watt. Damit die Energie in beiden Fällen dieselbe ist muß also

$$60a = 36{,}6 \quad \text{oder} \quad a = 0{,}61 = 35 \text{ Grad sein.}$$

Dieser Winkel kann auch auf anderem Wege gefunden werden ohne Zuhilfenahme des scheinbaren Widerstandes der Leitung. Wir sahen, daß nach dem Poyntingschen Satze die durch ein Quadratzentimeter gehende Energie $\frac{10}{4\pi} H \cdot E$ Watt beträgt. Die maximale Energie pro Quadratzentimeter wird daher

$$\frac{10}{4\pi}\,\frac{i_{max}}{5x}\,\frac{60\,i_{max}}{x} = \frac{30\,i^2_{max}}{\pi x^2} \text{ Watt}$$

sein und das ist die Strahlung in irgend einem Punkte in dem Augenblicke, wo H und E gerade ihr Maximum haben. Da H und E sich beide sinusförmig ändern, so beträgt der Mittelwert der durch den cm^2 gehenden Energie die Hälfte des maximalen Wertes, nämlich

$$\frac{30\, i^2_{\text{eff}}}{\pi\, x^2} \text{ Watt}$$

Die Gesamtstrahlung ist

$$\frac{30\, i^2_{\text{eff}}}{\pi\, x^2} \cdot 2\pi x \cdot a x = i^2_{\text{eff}} \cdot 60 a \text{ Watt}$$

so wie sie nach der vorigen Methode auch gefunden wurde.

Wenn also die Anordnung mit Kegel und Scheibe ein exaktes Bild der tatsächlichen radiotelegraphischen Wellen geben soll, was H und E und die ausgestrahlte Gesamtenergie anbetrifft, so darf der

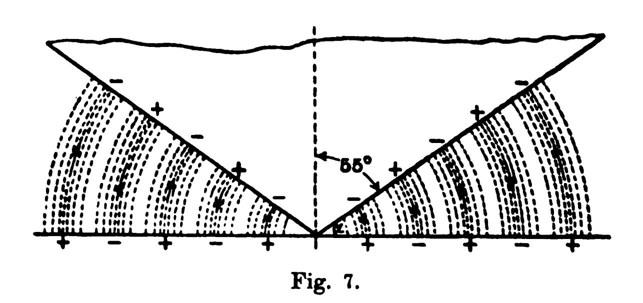


Fig. 7.

Winkel a nicht so klein sein wie in Fig. 5, sondern er muß gerade 35^0 sein wie es Fig. 7 zeigt.

Aus dem Gesagten und besonders aus Fig. 4 geht hervor, daß in jedem Punkte das elektrische Feld in dem Augenblick sein Maximum hat, in dem das magnetische Feld auch sein Maximum hat. Der Verfasser hat gefunden, daß es eine weit verbreitete Ansicht sei, daß die von der Antenne mit Lichtgeschwindigkeit ausgehenden aufeinander folgenden senkrechten elektrischen Felder mit den magnetischen Feldern abwechseln. Das ist nicht der Fall; die elektrischen und magnetischen Felder nehmen im selben Moment denselben Raum ein und sind durch Zonen getrennt, wo H und E beide gleichzeitig Null sind. Allerdings stimmt das in unmittelbarer Nähe der Antenne nicht mehr. Der Strom in der Antenne und damit ihr magnetisches Feld ist in dem Momente Null, wo die Spannung und damit das elektrische Feld angenähert ihr Maximum haben. Es ist indes wichtig zu beachten, daß die Antennenschwingungen wattlos wären wenn Strom und Spannung genau um 90^0 in der Phase verschoben wären. In diesem Falle könnte überhaupt keine Energie ausgestrahlt werden. Die Strahlung hat dieselbe Wirkung wie ein der Antenne zugesetzter Widerstand und

bildet die Belastung für die die Schwingungen erzeugende Maschine. In unmittelbarer Nähe der Antenne bilden sich starke magnetische und elektrische Felder, aus die nahezu um 90° in der Phase verschoben sind und die zum größten Teil Schwingungen hervorrufen, die mit der Energieausstrahlung nichts zu tun haben. Es sind nur die in Phase stehenden Komponenten von H und E, die eine Energieübertragung hervorrufen können; die anderen Komponenten sind in einiger Entfernung von der Antenne zu vernachlässigen.

Ohne Strahlung könnte die Antenne durch eine äquivalente Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand dargestellt werden, die zusammen

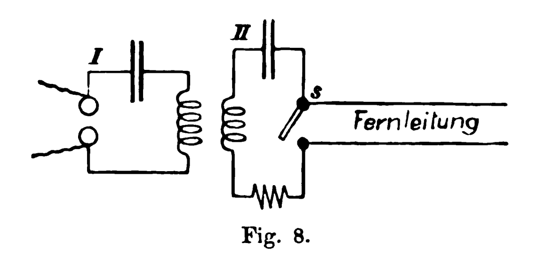


Fig. 8.

einen geschlossenen Schwingungskreis bilden, wie es Fig. 8 zeigt, wo I der Funkenkreis und II der Antennenkreis ist. Die Dämpfung des Kreises II kann durch Öffnen des Schlüssels s, d. h. also durch Anschluß einer Leitung vergrößert werden; wenn die Leitung unendlich lange und verlustfrei ist, so wirkt sie genau wie ein hinzugefügter induktionsfreier Widerstand im Kreise. Es ist klar, daß hier ein Teil der Schwingungsenergie durch die Leitung fortgeführt wird und daß in dieser Leitung Strom und Spannung in Phase sind.

Als Beispiel für die weite Verbreitung der Ansicht, daß das elektrische und magnetische Feld abwechselnd aufeinander folgen, sei hier nur erwähnt, daß in der ersten Auflage von Prof. Flemings „Elementary Manual of Radiotelegraphy“ im vierten Kapitel, das von dem Wesen der elektromagnetischen Wellen handelt, dieser Fehler gemacht wird, wie die folgenden daraus entnommenen Sätze zeigen. (In der zweiten, vor drei Jahren erschienenen Auflage ist der Fehler korrigiert.) „At the same point in space the electric component is a maximum at the instant when the magnetic component is zero and viceversa; in other words the two vectors differ 90 in phase“ und „we should detect these regions of magnetis flux and electric strain alternately succeeding one another at that place“. Es ist inter-

essant wie man diese Ansicht mathematisch beweisen wollte. Die zwei Grundgleichungen sind

$$\frac{d^2 H}{d t^2} = \frac{1}{\mu K} \frac{d^2 H}{d z^2} \quad \text{und} \quad \frac{d^2 E}{d t^2} = \frac{1}{\mu K} \frac{d^2 E}{d z^2}$$

wo z in der Fortpflanzungsrichtung gemessen wird. Es wurde dann der Fehler gemacht, als Lösung dieser Gleichungen anzunehmen

$$E = E_0 \sin 2\pi \left(\frac{2}{\lambda} - \frac{t}{T}\right) \quad \text{und} \quad H = H_0 \cos 2\pi \left(\frac{z}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)$$

was natürlich die Ansicht unterstützt, daß E und H um 90^0 in der Phase verschoben seien. Die Einführung des Sinus in die eine Lösung und des Kosinus in die andere ist aber ganz willkürlich und um die Gleichung

$$-\mu \frac{d H}{d t} = \frac{d E}{d z}$$

zu befriedigen ist es wesentlich, daß dieselbe Funktion, entweder sin oder cos, in den Lösungen für E und H verwendet wird.

Die physikalische Bedeutung davon ersieht man leicht aus Fig. 9, welche die Werte von H und E in verschiedenen Abständen von der Quelle in jedem Momente darstellt. Der Pfeil deutet die Fortpflanzungsrichtung an. Bei A ändert sich der Kraftlinienfluß durch das kleine Rechteck nicht, während bei B die Veränderlichkeit ihr Maximum hat. Die E.M.K. oder das Linienintegral von E um das Rechteck ist bei A Null — d. h. der Wert von E ist längs jeder Vertikallinie derselbe — während bei B ein Maximum ist. Folglich sind H und E in Phase.

Dasselbe gilt auch für die Schallwellen. Die Sendeantenne wird hier durch eine Orgelpfeife ersetzt, in der sich stehende Wellen mit überall derselben Druckverteilung ausbilden, auf welche nach einer viertel Periode eine gleiche Verteilung der Geschwindigkeit folgt.

Das Maximum der Geschwindigkeit hat eine viertel Welle Abstand vom Druckmaximum. Wenn aber die Schallwellen durch die Luft wandern, so sind die Verhältnisse ganz andere; die Druckwellen sind dann in Phase mit den Geschwindigkeitswellen, d. h. die Luftteilchen, die unter dem größten oder dem geringsten Druck stehen, haben die größte Geschwindigkeit. (Siehe Poynting und Thomson, „Sound" S. 13.)

Kehren wir nun zu den elektromagnetischen Wellen an der Erd-

oberfläche zurück, so sehen wir, daß die elektrische Feldstärke in der Nähe der Oberfläche zu $\frac{60\,i}{x}$ Volt/cm war, wenn i der Strom in der Sendeantenne ist. Das Feld steht senkrecht zur Erdoberfläche, d. h. es ist ein Vertikalfeld. Dieses Ergebnis ist durch Versuche bestätigt worden für den Fall, daß die Entfernung von der Antenne nicht zu groß ist. Die Entfernung, bei welcher merkliche Abweichungen auf-

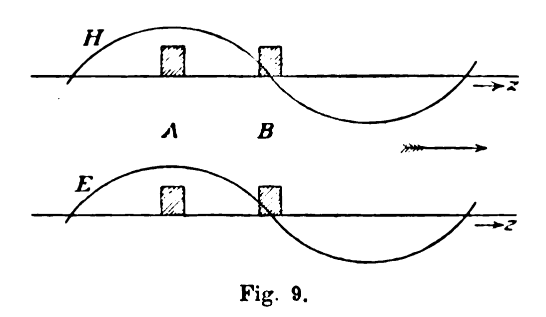


Fig. 9.

treten, hängt von der Wellenlänge und besonders von der Beschaffenheit der Erdoberfläche ab.

Solche Abweichungen waren zu erwarten, da wir drei nicht zutreffende Annahmen gemacht haben:

1. Daß die Erde vollkommen leitet, wogegen trockener Boden eher als schlechter Isolator bezeichnet werden kann;
2. daß die Erde flach ist und
3. daß die Atmosphäre in ihrer ganzen Höhe ein vollkommenes, gleichmäßiges Dielektrikum bildet.

Es ist schon viel Arbeit darauf verwendet worden, um den Einfluß des Erdwiderstandes und der spezifischen Kapazität der Erdoberfläche rechnerisch zu ermitteln, und ebenso den Einfluß der Krümmung. Über das Wesen und den Einfluß der oberen Luftschichten wird gerade jetzt viel gearbeitet, doch alle diese Fragen verlangen eine systematische Untersuchung in großem Maßstabe. Es würde über den Zweck dieser Arbeit hinausgehen, uns damit zu befassen.

(Nach dem Englischen von Hilde Barkhausen.)

(Eingesandt 1. Dezember 1913.)

Adresse des Autors: City & Guilds (Engineering) College (Imperial College of Science and Technology) Exhibition Road, London SW, England.

Die Wirkung der Ionisierung der Luft auf elektrische Schwingungen und ihre Bedeutung für die drahtlose Telegraphie über große Entfernungen.[1])

(The Effect of Ionization of Air on Electrical Oscillations and its bearing on Long-Distance Wireless Telegraphy).

Von **G. W. O. Howe.**

Die Theorie von Eccles über die Brechung elektromagnetischer Wellen in den oberen Schichten der Atmosphäre beruht allerdings auf der Annahme, daß die Atmosphäre durch Ionisation leitend wird. Man darf aber nicht übersehen, daß diese Leitfähigkeit, wie Herr Eccles dargetan hat, anderer Art sein muß als die gewöhnlicher Materialien, wenn anders sie die beobachteten Erscheinungen erklären soll. Befindet sich ein geladenes Ion von molekularer Masse in einem elektrischen Wechselfelde, so ist es einer alternierenden Kraft ausgesetzt, und diese läßt es um eine Mittellage oszillieren. Wenn es gänzlich frei von Reibungswiderständen ist, so wird die Beschleunigung in irgendeiner Richtung dann ein Maximum sein, wenn die Kraft, und mithin auch das Feld, in dieser Richtung ein Maximum ist. Das Molekül muß in diesem Augenblick seine größte Verschiebung nach der entgegengesetzten Richtung erfahren, und der von seiner Bewegung herrührende Strom wird daher um 90^0 gegen das elektrische Feld verzögert sein. Dieser Strom steht daher genau in Opposition zum reinen Verschiebungsstrom und hat die Wirkung, die scheinbare Dielektrizitätskonstante des Mediums zu vermindern. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen muß daher gesteigert werden.

Wenn die Molekularbewegung nicht frei von Reibungswiderständen ist, wird der Strom nicht genau in Quadratur stehen, sondern eine Kraftkomponente haben, und zwar wird das Größenverhältnis der beiden Komponenten unter anderem von der Freiheit der Molekularbewegung, d. h. vom Vakuum, abhängen.

Diese Erscheinung dürfen wir nicht mit den verhältnismäßig bekannten Eigenschaften lecker Kondensatoren betrachten, d. h. solcher Kondensatoren, die durch einen induktionsfreien Widerstand kurzge-

[1]) Siehe die gleichnamige Arbeit der Herren Barton und Kilby, Phil. Mag., Okt. 1913, S. 567; Jahrb. vorliegendes Heft S. 374 (Referat).

schlossen sind. Hier steht der „Leck-Strom" mit der elektrischen Kraft in Phase, und daher mit dem Verschiebungsstrom in Quadratur. Bezeichnen R, L, C und $\frac{1}{S}$ Widerstand, Selbstinduktion, Kapazität und Nebenschlußwiderstand eines Schwingungskreises, so erhalten wir:

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L} - \frac{S}{2C}\right)^2}.$$

Wenn das „Leck" S von Null an wächst, wirkt es dem Effekt von R, die natürliche Frequenz zu erniedrigen, so lange entgegen, bis die Frequenz bei $S = \frac{RC}{L}$ ein Maximum erreicht. Weitere Steigerung von S bewirkt eine Abnahme der Frequenz. Das steht indessen in keinerlei Zusammenhang mit der oben betrachteten Art von Leitfähigkeit.

Gewöhnliches Lecksein kann die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen nicht erhöhen.

Das wird leicht aus der Formel für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs einer Telephonleitung ersichtlich; diese ist nämlich:

$$v = \frac{\omega}{q}$$

wo

$$\omega = 2\pi f$$

und

$$2q^2 = \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(S^2 + \omega^2 C^2)} - RS + \omega^2 CL$$

ist. Die Bezeichnungen beziehen sich hier auf die Werte für die Längeneinheit der Leitung. Für $R = 0$ wird diese Gleichung zu

$$\frac{2}{v^2} = LC\left(\sqrt{1 + \frac{S^2}{\omega^2 C^2}} + 1\right)$$

und daraus wird ersichtlich, daß jede Zunahme des „Lecks" S eine Geschwindigkeitsabnahme hervorruft.

Die von den Herren Barton und Kilby veröffentlichten Ergebnisse zeigen nun eine Übereinstimmung mit der gewöhnlichen Theorie des lecken Kondensators und deuten daher darauf hin, daß der Kondensator mit ionisierter Luft bei Atmosphärendruck als Dielektrikum jene Art der Leitfähigkeit oder des „Leckseins" hat, die keine Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, sondern nur eine Abnahme der Geschwindigkeit und einen gewissen Grad von zerstreuender Absorption verursachen kann.

Die Behauptung, daß die Arbeit eine gewisse experimentelle Stütze der Theorie von Eccles biete, erscheint sonach ungerechtfertigt.

Es dürfte notwendig erscheinen, die Versuche mit verschiedenen Vakuen in dem den Luftkondensator enthaltenden Gefäße zu wiederholen, ehe sie eine Bedeutung für die von Herrn Eccles aufgestellte Theorie haben können.

(Nach Phil. Mag., Jan. 1914, S. 213—215 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt am 1. Februar 1914.)

Adresse des Autors: Prof. G. W. O. Howe, City & Guilds (Engineering) College [Imperial College of Science & Technology] Exhibition Road, London S. W., England.

Bemerkungen zur Frage über die Ausbreitung Hertzscher Wellen an Leitern und Halbleitern.

Von Martin Sjöström.

1. Während der letzten Jahre ist der genauere Verlauf der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen an halbleitenden Oberflächen wegen der großen Bedeutung des Problems für die drahtlose Telegraphie Gegenstand eines immer lebhafteren Studiums gewesen. Theoretische Untersuchungen sind von verschiedenen Forschern ausgeführt worden, unter denen hier besonders Sommerfeld und seine Schüler genannt werden mögen. Nach Sommerfelds Theorie[1]) findet die Ausbreitung in der Form kombinierter Raum- und Oberflächenwellen statt, letztere durch die endliche Leitfähigkeit des Halbleiters bedingt, und die Intensität des Feldes nimmt nicht umgekehrt mit dem Quadrat der Entfernung (r) vom Sender sondern nach einem komplizierteren Gesetze ab.

In der drahtlosen Telegraphie hat man dieser Frage lebhafte Aufmerksamkeit gewidmet. Die Ausbreitung an der Meeresoberfläche, die für 1000 m-Wellen als ein unendlich guter Leiter angesehen werden kann, findet, wie sich gezeigt hat, in Übereinstimmung mit der Theorie nach dem Gesetz $\frac{1}{r^2}$ statt. Wie aber der Ausbreitungsvorgang sich

1) Sommerfeld, Ann. d. Phys. 28, 665, 1909; Jahrb. 4, 157, 1911.

an der Erdoberfläche gestaltet — also als Funktion von Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit — hat infolge der wechselnden Beschaffenheit der Erde nicht entschieden werden können.

Es ist deshalb wahrscheinlich, daß erst Laboratoriumsversuche mit kurzen Wellen Antwort auf diese Frage geben können. Meines Wissens hat zuerst Erb[1]) diesen Weg eingeschlagen. Er hat die Ausbreitung Hertzscher Wellen an Metallen und Salzlösungen studiert und ist zu dem Resultat gekommen (S. 541), daß „an Salzlösungen verschiedener Konzentration die Energie stets viel rascher abnimmt als die Theorie (von Sommerfeld) verlangt". Dieser Schluß ist jedoch voreilig, was ich im folgenden nachweisen werde.

2. Die Sommerfeldsche Theorie ist aufgestellt worden u. a. unter der Annahme, daß der Sender im wesentlichen die Form hat, die in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlich ist: ein vertikaler Oszillator, dessen untere Antenne auf Kondensator und kurze Spule reduziert und dicht an der Erdfläche gelegen ist. Erb dagegen hat bei seinen Versuchen einen linearen Oszillator (O) und Resonator (R) angewandt, die parallel mit der Oberfläche orientiert waren, an welcher die Wellen sich auszubreiten hatten und in einem relativ großen Abstand von diesen[2]).

Hierdurch aber treten Komplikationen ein, die der Intensitätsabnahme mit dem Abstand vom Oszillator einen ganz eigentümlichen Charakter geben. Die Schwingungen im Resonator werden nämlich sowohl von der direkt von O ausgehenden Welle als von der an der Oberfläche reflektierten bestimmt. Die Intensitätsverteilung soll deshalb im allgemeinen periodische Schwankungen mit dem Abstand (O—R) zwischen O und R zeigen. Dies hat Erb auch beobachtet u. a. als O sich 30,5 cm über dem Blech befand und R senkrecht gegen dieses in einem Horizontalabstand von 79 cm von O bewegt wurde (Fig. 7 S. 527 l. c.). Als es aber darauf ankam, die Entstehung dieser Maxima und Minima zu erklären, wurde ein verhängnisvoller Fehler begangen. Erb hat nämlich übersehen, daß bei Reflexion an einem unendlich guten Leiter eine halbe Wellenlänge eingebüßt wird. Daraus folgt, daß es an den Stellen, wo nach Erbs Berechnung Maxima, bzw. Minima liegen sollten, und wo sie merkwürdigerweise auch nach dem Versuche zu finden sind, im Gegenteil Minima bzw.

---

1) F. Erb, Jahrb. **6**, 521, 1913.

2) Den Versuch über die Beugung um eine Zylinderfläche ausgenommen, wo die Versuchsanordnung sich an die Forderungen der Praxis anschließt.

Maxima ihren Platz haben sollten. Experiment und Theorie gehen also hier diametral auseinander.

Die Erklärung hierfür kann nach verschiedenen Richtungen zu suchen sein: die Wellenlänge kann etwas fehlerhaft bestimmt sein, *R* ist vielleicht nicht mit *O* ganz abgestimmt, zwei Umstände die ziemlich erheblich auf die Resultate einwirken können. Schließlich ist es möglich, daß die Beugungswellen von den Rändern des Bleches den normalen Verlauf der Interferenzkurve verdorben haben. Bei meinen

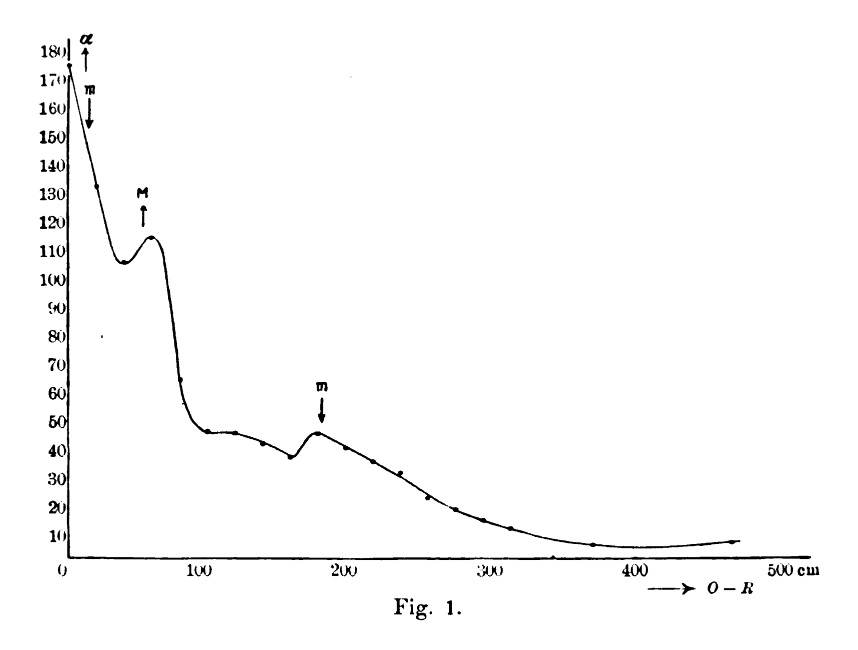


Fig. 1.

eigenen Arbeiten[1]) mit einer Versuchsanordnung, die derjenigen Erbs analog war, habe ich Gelegenheit gehabt zu konstatieren, daß solche Beugungswellen von den Rändern eines Metallspiegels gewaltige Verschiebungen der Maxima und Minima der Intensitätskurven verursachen können. Folgendes Beispiel zeigt dies besonders deutlich.

3. In einem Zimmer von 10,1 m Länge, 7,5 m Breite und 3,77 m Höhe vom Fußboden zur Decke wurde mitten auf den Fußboden ein ebener Zinkspiegel (450 × 300 cm) gelegt. Parallel mit der einen Kurzseite des Spiegels 203,5 cm über dem Spiegel und in einem Hori-

1) M. Sjöström, Ann. d. Phys. 42, 1531, 1913.

zontalabstand von 30 cm vom Mittelpunkt jener Seite war ein linearer Oszillator ($\lambda = 110$ cm) auf einem Holzstativ montiert. Von einem anderen Stativ wurde ein ebenfalls linearer Resonator, mit Thermokreuz versehen, 133 cm über dem Spiegel getragen. Die Intensität der Strahlung wurde in der Äquatorialebene des Oszillators bestimmt. Ein Standardresonator machte es möglich, alle Ausschläge des Galvanometers auf konstante Strahlung zu reduzieren.

Das Resultat dieser Messung gibt Fig. 1. Die Lagen der Maxima und Minima stimmen nicht mit den berechneten (durch Pfeile an-

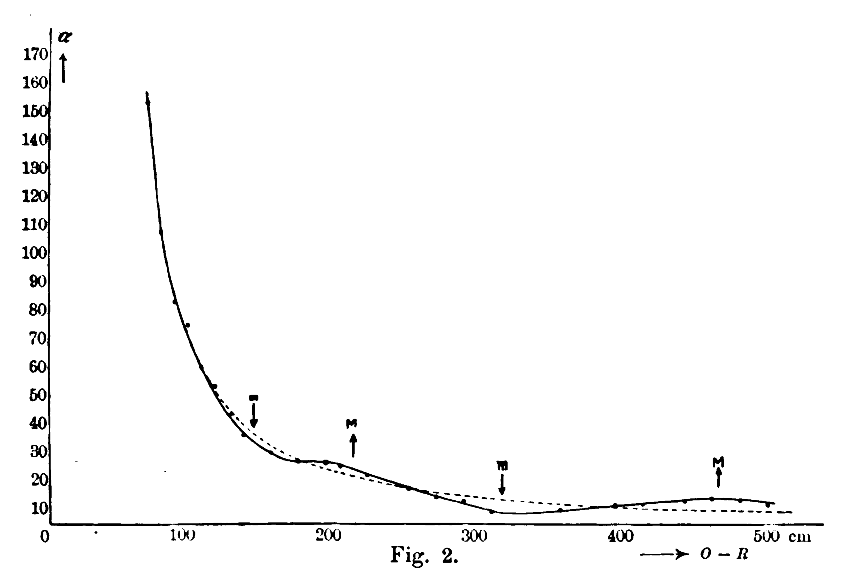


Fig. 2.

gegebenen, M = Maximum, m = Minimum) überein. An der Stelle des einen Minimums ($O - R = 185$) ist sogar ein Maximum entstanden und in der Nähe von $O - R = 400$ liegt ein Minimum der gefundenen Kurve, das ebenfalls den Beugungswellen sein Dasein zu verdanken hat.

Daß die Verteilung der Intensität jedoch qualitativ gerade diejenige ist, die eine einfache Berechnung für den Fall, daß die Wellen sich über eine genügend große Oberfläche ausbreiten, erwarten läßt, geht aus folgendem Versuch hervor, den ich zu einem anderen Zweck einmal ausführte.

Der Oszillator ($\lambda = 86$ cm) befand sich in einer Höhe von 200,5 cm in der Mittellinie des Zimmers 4,5 m von der einen Kurzseite. Mit einem abgestimmten Resonator 189,5 cm über dem Fußboden, wurde

die Intensität wiederum in der Äquatorialebene bestimmt. Fig. 2 zeigt deutlich, daß die Intensitätskurve bald über bald unter der glattgezogenen, gestrichelten Kurve verläuft, die jedoch wegen der Dämpfung der Wellen nicht die Intensitätskurve des vollständig freien Oszillators ausmacht.

Die Schwankungen sind durch Reflexion der Wellen an Fußboden und Decke entstanden. Berechnete (durch Pfeile angegeben) und beobachtete Maxima und Minima stimmen gut überein[1]), was daraus auch hervorgeht, daß, wenn die Wellenlänge aus den resp. Maxima und Minima berechnet wird, folgende übereinstimmende Werte erhalten werden.

$O-R$	$\frac{\lambda}{2}$
484	43,4
327	43,3
220	43,3
140	43,0

4. Bei einer Versuchsanordnung wie sie Erb hatte — kleinen Abstand von O bzw. R von der reflektierenden Fläche und großen Abstand zwischen O und R — sollte man also erwarten, daß die Stärke der Strahlung über dem Bleche und über den Salzlösungen schnell gegen Null sinken würde, da bei großem Abstand von O die direkte und die reflektierte Welle ebenso lange Wege zu durchlaufen haben, die eine aber um π im Verhältnis zu der anderen phasenverschoben worden ist und deshalb diese auslöschen muß. Das Verhältnis müßte also dem gerade entgegengesetzt sein, das bei Erb auf Seite 528, Fig. 2 und folgende angegeben wird.

Was zeigen nun Erbs Versuche?

A. Die Ausbreitung an einer ebenen Metalloberfläche findet so statt, daß die Energie langsamer als wie $\frac{1}{r^2}$ abnimmt (S. 529 Fig. 8 und S. 539 Fig. 12).

Bei den Abständen zwischen O bzw. R und der Metalloberfläche, die auf S. 528 Fig. 4 angegeben werden, findet man, daß $O-R=40$ cm

1) Da die Abstände von O bzw. R von Fußboden und Decke etwas ungleich sind, das Reflexionsvermögen aber als dasselbe angesehen werden kann, können wir annehmen, daß die resultierenden Maxima und Minima das arithmetische Mittel der Intensitätsmaxima und -minima, die von Fußboden und Decke herrühren, ausmachen.



einer Phasenverschiebung von etwa 2π zwischen direkter und reflektierter Welle entspricht. Also soll da ein Intensitätsmaximum liegen. Bei zunehmendem $O - R$ wird dann die Phasenverschiebung sich ununterbrochen π nähern und die direkte und die reflektierte Welle einander immer vollständiger aufheben.

Geht man deshalb vom Werte der Intensität im Punkte $O - R = 40$ cm aus und berechnet die Intensität an anderen Punkten unter der Annahme, daß die Intensität wie $\frac{1}{r^2}$ abnimmt — ganz wie dies Erb tut — so muß man finden, daß die berechneten Intensitätswerte erheblich über den beobachteten liegen.

Da die Versuche nun tatsächlich das entgegengesetzte Verhältnis aufweisen, ist es deutlich, daß die Intensität an einem Punkte $O - R > 40$ einen Zuwachs erhält nicht nur auf den zwei oben erwähnten Wegen, sondern auch auf anderen.

In der Tat geht auch aus den Versuchen hervor (S. 529—530), daß wir auch hier Rücksicht auf die Beugungsreflexionswellen von den Rändern des Spiegels nehmen müssen. Es wären also hauptsächlich nur diese, die die Strahlung in größeren Abständen von O bilden. Die Intensität dieser verhältnismäßig ungeordneten Strahlung gibt der Resonator an.

Daß deshalb auch die Untersuchung über die Beugung der Wellen um eine gewölbte Fläche für die Richtigkeit der einen oder anderen Theorie als weniger überzeugend angesehen werden muß, liegt auf der Hand. Auch hier müssen Beugungswellen von den Rändern des verhältnismäßig kurzen Zylinders die normale Intensitätsverteilung gestört haben.

B. Die Ausbreitung an Salzlösungen. Die Intensität nimmt schneller als wie $\frac{1}{r^2}$ ab. S. 537 wird angegeben, daß O:s Abstand von der spiegelnden Oberfläche 4 cm war. Nehmen wir an, daß auch R:s Abstand von der Oberfläche 4 cm und die Dielektrizitätskonstante gleich 80 war, ist es leicht, wenn man die Leitfähigkeit der Lösungen kennt, Reflexionskoeffizient und Phasenverschiebung bei der Reflexion zu berechnen. Man findet dann, daß bei $O - R > 40$ die Intensität der indirekten Welle nur unbedeutend durch die Reflexion abgenommen hat, und daß die Phasenverschiebung bei der Reflexion nur um höchstens ein Grad von π verschieden ist.

Auch bei diesen Versuchen müssen also direkte und reflektierte Welle in großer Entfernung einander auslöschen.

Bei $O - R = 40$ cm finden wir, daß die direkte Welle schon geschwächt sein muß, und bei zunehmendem Abstand muß die Intensität schnell gegen Null sinken.

Fig. 12 bei Erb zeigt auch, daß besonders für Leitungswasser die Intensität stärker als wie $\frac{1}{r^2}$ abnimmt. Eine einfache Berechnung zeigt jedoch, daß sie noch schneller sinken würde, wenn die Strahlung an einem Punkt $O - R > 40$ nur aus der direkten und der an der Flüssigkeitsoberfläche reflektierten Welle zusammengesetzt wäre. Daß das nicht der Fall ist, muß wiederum auf den oben erwähnten Beugungsreflexionswellen an den Rändern der Flüssigkeitsoberfläche und dem Holzgefäß, das die Lösung enthielt, beruhen. Dabei scheint eine größere Leitfähigkeit die Ausbildung dieser Wellen zu fördern.

5. Aus vorstehendem geht mit voller Deutlichkeit hervor, daß Erbs Untersuchung nicht imstande ist für oder gegen die Sommerfeldsche Theorie zu entscheiden. Wegen der großen Rolle, die diese sehr schöne Theorie in der jetzigen Diskussion über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen spielt, und da Erbs Arbeit ein erster Versuch ist, diese Theorie mehr im einzelnen experimentell zu prüfen, habe ich dies nachweisen wollen.

Die experimentelle Arbeit ist im Physikalischen Institut der Universität Upsala ausgeführt worden und ich möchte auch an dieser Stelle dem Präfekten des Instituts Herrn Prof. G. Granqvist meinen herzlichen Dank aussprechen für die große Liebenswürdigkeit mit der er mir stets alle nötigen Instrumente zur Verfügung gestellt hat.

Upsala, Physik. Inst. d. Univ., Oktober 1913.

(Eingesandt 7. November 1913.)

Adresse des Autors: Fysika Institutionen Upsala, Schweden.

Der Einfluß elektrischer Schwingungen auf die Leitfähigkeit einiger geschmolzener Metallsalze.

Von **M. C. Tissot.**

Auf der Suche nach einem homogen zusammengesetzten Körper, der sich gegenüber elektrischen Schwingungen ähnlich verhält wie die Kristalldetektoren, wurde ich dazu geführt, verschiedene vorher geschmolzene Metallsalze der Einwirkung elektrischer Schwingungen auszusetzen. Dabei machte ich einige interessante Beobachtungen, die ich hier mitteilen will.

Zunächst macht sich ein eigentümliches Verhalten bemerkbar, wenn man an die vorher geschmolzenen Salze eine Spannung von bestimmter Größe anlegt. Um den Versuch zu machen, läßt man das Salz in einer kleinen Porzellanschale schmelzen und führt im Abstande von 1 bis 2 mm voneinander zwei parallele flache, 4 bis 5 mm breite Elektroden aus Platin, Gold oder Silber ein. Noch einfacher kann man die Enden der Elektroden durch einen Tropfen des geschmolzenen Salzes aufeinander kleben, wobei man die Elektroden vorher erwärmt, um ein gutes Anhaften zu erreichen.

Nachdem das Salz kalt und fest geworden ist, schaltet man die Elektroden in einen Stromkreis, der einige Akkumulatoren, einen Regulierwiderstand und ein Galvanometer mit passenden Nebenschlüssen enthält.

Der Verlauf der Erscheinung ist bei allen untersuchten, später anzuführenden Salzen im wesentlichen der gleiche.

Unter den angegebenen Verhältnissen und bei Zimmertemperatur ist der Widerstand aller dieser Salze von der Größenordnung eines Megohm. Er bleibt konstant, solange die Spannung nicht über einen bestimmten Wert (in der Größenordnung von ungefähr 1 Volt) hinausgeht. Steigt aber die Spannung ein wenig höher, so wird das System allmählich immer besser leitend, und zwar geht dieses Anwachsen der Leitfähigkeit um so schneller, je höher die Spannung ist. Auf diese Weise geht der Widerstand z. B. von 1 Megohm auf einige tausend Ohm herunter. Bei einem der untersuchten Salze (Bleichlorür) dauerte dieser Vorgang bei 1,4 Volt 12 Minuten, bei 6 Volt 2 Minuten, bei 10 Volt 10 bis 15 Sekunden.[1])

1) Nach dem Erscheinen dieser Arbeit erfuhr ich daß Le Blanc und Kerschbaum (Ztschr. für Elektrochemie, Nr. 7 und 16, 1910) bei ge-

Anstatt mit bestimmten konstanten Spannungen zu arbeiten, kann man auch die Spannung allmählich anwachsen lassen, man erreicht dann sehr bald einen Wert, bei dem die Leitfähigkeit sich plötzlich fest einzustellen scheint. Wenn dieser Punkt erreicht ist, gleichviel auf welche Art die zugehörige Spannung hergestellt wird, so kann die Spannung wieder erniedrigt werden, ohne daß die Leitfähigkeit zurückgeht. Durch stufenweises Heruntergehen kann man so bis zu Bruchteilen von einigen zehntel Volt gelangen.

In allen diesen Fällen, gleichviel unter welcher Spannung das leitend gewordene System steht, verschwindet die Leitfähigkeit sofort, wenn man elektrische Schwingungen von genügend starker Intensität darauf wirken läßt.

Man kann den Versuch nach Art der klassischen Kohärer-Versuche anordnen, indem man das System aus der Ferne durch den Funken einer Induktionsspule oder einfach durch den Unterbrechungsfunken eines Wagnerschen Hammers erregt. Es erfolgt dann bei jedem Funken eine „Entfrittung", um das von der Technik der drahtlosen Telegraphie geprägte Wort anzuwenden. Je kleiner die Spannung des Systems ist, desto kleiner braucht die Intensität der elektrischen Schwingungen zu sein, um noch eine Entfrittung hervorzurufen.

Wenn die Entfrittung unter dem Einflusse von Schwingungen entstanden ist, und man läßt dann das System weiter an Spannung liegen, so wird es von neuem leitend. Dieses Zurückgehen des Widerstandes geschieht im allgemeinen auch allmählich, aber viel schneller als zuerst und auch wieder um so schneller, je größer die Spannung. Man kann bei gegebener Intensität der elektrischen Schwingungen die Spannung so einstellen, daß nachdem die Entfrittung unter dem Einfluß der Schwingungen eingetreten ist, das Zusammenfritten sich von selbst nach ihrem Aufhören wieder herstellt, und zwar fast momentan.

Wenn die Dauer des Zusammenfrittens mithin auch sehr kurz ist, so scheint sie doch noch zu lang zu sein um diesen neuen Detektor für Hörempfang verwendbar zu machen. Dafür kann er sich aber zur direkten Registrierung der Zeichen eignen, denn er funktioniert noch leicht bei einem Strome von der Größenordnung eines Milliampere, wie

---

schmolzenem Silberchlorür dieselbe allmähliche Widerstandsverringerung bei einer konstanten Potentialdifferenz beobachtet haben. Die vorliegende Untersuchung zeigt, daß die Erscheinung in gewissem Grade eine allgemeine ist. C. Tissot.

ich konstatierte, als ich einen solchen Detektor zum Empfang der drahtlosen Signale verwandte.

Wie dem auch sei, so glaube ich, daß die Erscheinung, auch ganz abgesehen von technischer Verwendungsmöglichkeit, Aufmerksamkeit verdient, denn wie mir scheint ist sie neuartig und zeigt einen gewissen Charakter von Allgemeinheit.

Ich habe sie bis jetzt bei den folgenden Salzen erhalten: Bleichlorür, Thalliumchlorür, Cadmiumbromür, Halogensalze des Silbers, Silbernitrat. Die Auswahl mag vielleicht willkürlich erscheinen. Sie wurde dadurch bedingt, daß bei meiner Versuchsanordnung nur solche Salze zur Verwendung kommen können, die genügend beständig sind und an der Luft ohne Zersetzung geschmolzen werden können.

(Aus dem Französischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingesandt 15. Juni 1913.)

Adresse des Autors: Laboratoire central de la Marine. 11 Boulevard Morland, Paris.

Das Reflexionsvermögen eines ionisierten Gases für elektrische Wellen[1].

Von J. Salpeter[2].

Im Jahre 1902 hat Herr Professor Lecher eine Schirmwirkung verdünnter Gase gegen elektrische Schwingungen nachgewiesen[3], die er durch eine große Leitfähigkeit der verdünnten ionisierten Gase deutete. Nun erleidet der Begriff der Leitfähigkeit eines Gases für ein hoch-

1) Erst nachdem ich diese Arbeit bereits abgeschlossen hatte, ist mir eine interessante Abhandlung von Herrn W. H. Eccles (On the Diurnal Variations of the Electric Waves Occuring in Nature, and on the Propagation of Electric Waves Round the Bend of the Earth, Proc. of the Roy. Soc. A 87, 593, 79, August 1912) zu Gesicht gekommen, in der die von mir erhaltenen Resultate in nuce bereits enthalten sind. Trotzdem halte ich jedoch die Veröffentlichung meiner Arbeit nicht für überflüssig, erstens weil der von mir behandelte Fall der Diskontinuität in einem Gase durch Herrn Eccles nicht diskutiert worden ist, zweitens weil der von mir eingeschlagene Weg ein anderer ist als der von Herrn Eccles und, wie mir scheint, eher ein Abschätzen des Geltungsbereichs der Theorie gestattet.

2) Autorisierter Abdruck aus Physik. Ztschr. 14, 201, 1913.

3) E. Lecher, Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen. Phys. Ztschr. 4, 32, 1903.



frequentes Wechselfeld eine wesentliche Modifikation aus dem Grunde, daß der durch das Wechselfeld hervorgerufene Konvektionsstrom im allgemeinen gegen das Wechselfeld in der Phase verschoben sein wird. Die Leitfähigkeit eines Gases für ein hochfrequentes Wechselfeld ist erst zu definieren; im folgenden ist der Versuch gemacht worden, die Konstanten, die das Verhalten eines verdünnten ionisierten Gases in einem hochfrequenten Wechselfelde charakterisieren, durch Druck und Ionenzahl des Gases auszudrücken.

In einem ionisierten Gase nehmen die Feldgleichungen die Form an:

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \cdot e \cdot \Sigma \mathfrak{v} \tag{1}$$

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} \tag{2}$$

Dabei bedeutet $\Sigma \mathfrak{v}$ die geometrische Summe der Geschwindigkeiten sämtlicher Ionen in einem Kubikzentimeter (für die negativen Ionen ist das Vorzeichen von e und $\mathfrak{v}$ umzukehren); die Dielektrizitätskonstante und Permeabilität des Gases sind gleich 1 gesetzt worden. — Aus Gleichungen (1) und (2) folgt für $\mathfrak{E}$ die Differentialgleichung:

$$\Delta \mathfrak{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi e}{c^2} \sum \frac{d \mathfrak{v}}{d t} \tag{3}$$

Wir nehmen nun an, es pflanze sich im Gase in der x-Richtung eine ebene, homogene Welle fort, legen die y-Achse in die Richtung der elektrischen Kraft und machen den Ansatz:

$$\mathfrak{E}_y = R\left(a\, e^{i\nu\left(t - \frac{p x}{c}\right)}\right) \tag{4}$$

Die Ionen werden einerseits die Wärmebewegung mitmachen, andererseits infolge der elektrischen Kraft (4) eine schwingende Bewegung ausführen, die sich der Wärmebewegung überlagern wird. Die geometrische Summe der Geschwindigkeiten der Wärmebewegung ist Null, daher werden wir in Gleichungen (1) und (3) unter $\mathfrak{v}$ nur diejenige Geschwindigkeitskomponente des Ions verstehen, die es dem Felde (4) verdankt. Greifen wir ein einzelnes Ion heraus, und zwar der Einfachheit halber an der Stelle $x = 0$, so gilt für dasselbe:

$$m \frac{d v}{d t} = e \cdot a \cos \nu t \tag{5}$$

dabei bedeutet m die Masse des Ions und v die durch das Feld be-

wirkte Geschwindigkeitskomponente von $\mathfrak{v}$[1]). Gleichung (5) gilt, solange sich das Ion frei bewegt; ist t_0 der Zeitpunkt, in dem der letzte Zusammenstoß des Ions stattgefunden hat, so geht aus ihr hervor:

$$v = \frac{e}{m} \cdot \frac{a}{\nu} (\sin \nu t - \sin \nu t_0) \tag{6}$$

Im folgenden nehmen wir an, daß die Amplitude von v klein ist im Vergleiche mit der Geschwindigkeit der Wärmebewegung. Um die Bedeutung dieser Einschränkung abzuschätzen, erinnern wir, daß die Amplitude der elektrischen Kraft in der Äquatorebene eines linearen Oszillators in der Wellenzone durch die Formel gegeben ist:

$$|\mathfrak{E}| = \frac{2 \pi l}{\lambda r} \cdot \bar{I}$$

wo l die Länge des Oszillators, λ die Wellenlänge, r die Entfernung des Aufpunktes, $\bar{I}$ den Mittelwert der elektromagnetisch zu messenden Stromamplitude im Oszillator bedeutet. Damit der Aufpunkt sich wirklich in der Wellenzone befindet, muß r zumindest von der Größenordnung $10\, l$ sein. Die Amplitude von v ist daher nach Gleichung (6) von der Größenordnung:

$$\frac{e}{m} \cdot \frac{\bar{I}}{10\, c}$$

Für ein Wasserstoffion ist beispielsweise:

$$\frac{e}{m} = 2{,}9 \cdot 10^{14}\, \mathrm{cm}^{\frac{3}{2}}\, \mathrm{g}^{-\frac{1}{2}}\, \mathrm{sec}^{-1}$$

und die Geschwindigkeit der Wärmebewegung gleich $1{,}8 \cdot 10^5\, \mathrm{cm/sec}^{-1}$. Unsere einschränkende Voraussetzung verlangt also in diesem Falle,

---

1) Streng genommen lautet die Bewegungsgleichung für das Ion folgendermaßen:

$$m \frac{d\mathfrak{v}}{dt} = e \cdot \mathfrak{E} + \frac{e}{c} [\mathfrak{v}\, \mathfrak{H}] + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^2 \mathfrak{v}}{d t^2}$$

(man vgl. Abraham, Theorie der Elektrizität II., S. 72), jedoch sieht man leicht ein, daß in unserem Falle die Glieder

$$\frac{e}{c} [\mathfrak{v}\, \mathfrak{H}] \text{ und } \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^2 \mathfrak{v}}{d t^2}$$

verschwindend klein sind gegenüber $e\, \mathfrak{E}$.

daß $\bar{I}$ klein sei gegenüber 1000 Ampere; dies trifft wohl für die meisten hier in Betracht kommenden Experimente zu[1]).

Aus der Annahme, daß v klein ist gegenüber der Geschwindigkeit der Wärmebewegung, folgt, daß die Anzahl der Zusammenstöße, die ein Ion in einer Sekunde erleidet, in Anwesenheit des hochfrequenten Wechselfeldes dieselbe ist, wie ohne Feld. Sei Z die Stoßzahl und N die Anzahl der Ionen pro 1 ccm, so finden in der Zeit von t bis $t + dt$ $N \cdot Z \cdot dt$ Zusammenstöße statt. Nennen wir t' die Differenz $t - t_0$, so ist die Anzahl derjenigen Ionen, die den Zeitraum t' frei durchlaufen haben und im Zeitintervall $(t, t + dt)$ zusammenstoßen, nach einem Satze der kinetischen Gastheorie gleich

$$N Z\, d t \cdot \frac{1}{\delta} e^{-\frac{t'}{\delta}} d t' \tag{7}$$

wo $\delta = \frac{1}{Z}$ gesetzt worden ist. Jedes der zusammenstoßenden Ionen büßt beim Zusammenstoß seine Geschwindigkeit:

$$v(t, t') = \frac{e}{m} \cdot \frac{a}{\nu} \left\{ \sin \nu t - \sin \nu (t - t') \right\} \tag{6a}$$

vollständig ein; die Geschwindigkeit, die das Ion unmittelbar nach dem Zusammenstoße hat, ist ja reine Wärmegeschwindigkeit. Die Summe der Beschleunigungen aller zur Zeit t zusammenstoßenden Ionen ist daher gleich

$$- N Z \cdot \int_0^\infty v(t, t') \cdot \frac{1}{\delta} e^{-\frac{t'}{\delta}} d t' \tag{8}$$

Die Summe der Beschleunigungen der zur Zeit t nicht zusammenstoßenden Ionen ist gleich $N \cdot \frac{e a}{m} \cos \nu t$, somit die Gesamtbeschleunigung gleich

$$\left.\begin{aligned} \sum \frac{d v}{d t} &= N \cdot \frac{e a}{m} \cos \nu t - N Z \cdot \int_0^\infty v(t, t') \cdot \frac{1}{\delta} e^{-\frac{t'}{\delta}} d t' = \\ &= N \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{\nu / Z^2}{1 + (\nu / Z)^2} \cdot a \cos \nu t - N \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{\nu / Z}{1 + (\nu / Z)^2} \cdot a \sin \nu t \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

1) Handelt es sich um Elektronen, so müßte allerdings, wenn r nur von der Größenordnung $10\, l$ ist, $\bar{I}$ klein sein gegen 1 Ampere.

Setzen wir der Kürze halber

$$\alpha = N e \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{(\nu/Z)^2}{1 + (\nu/Z)^2} \tag{10}$$

$$\sigma = N e \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{Z} \cdot \frac{1}{1 + (\nu/Z)^2} \tag{11}$$

so ergibt sich aus Gleichungen (1), (3) und (9):

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\alpha \cdot \int \mathfrak{E}\, d t + \sigma \mathfrak{E}) \tag{12}$$

$$\Delta \mathfrak{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\alpha}{c^2} \mathfrak{E} \tag{13}$$

Durch Anwendung des Poytingschen Theorems ergibt sich aus Gleichungen (12) und (2), daß die Abnahme der elektrischen Energie pro Zeiteinheit im Mittel gleich $\sigma \overline{\mathfrak{E}^2}$ ist. Es läßt sich auch durch direkte Rechnung zeigen, daß die bei den Zusammenstößen verloren gehende lebendige Kraft der Ionen pro Zeiteinheit gleich $\frac{\sigma a^2}{2}$ ist. Insofern dürfen wir also die Konstante σ als die Leitfähigkeit des Gases für ein hochfrequentes Wechselfeld ansehen. Gleichung (11) können wir noch in der Form schreiben:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{1}{1 + (\nu/Z)^2} \tag{11a}$$

Dabei bedeutet σ_0 den Wert von σ für $\nu = 0$. Setzen wir $\sigma_0 = N \cdot e \cdot u_0$, so resultiert aus Gleichungen (11) und (11a):

$$u_0 = \frac{e}{m Z}$$

die bekannte Langevinsche Formel für die Ionenbeweglichkeit.

Aus Gleichung (11a) ergibt sich, daß die Leitfähigkeit eines ionisierten Gases für ein hochfrequentes Wechselfeld bei kleinem Druck nur einen geringen Bruchteil der Leitfähigkeit desselben Gases für Gleichstrom ausmacht. Handelt es sich beispielsweise um Wasserstoff vom Druck etwa 0,07 mm und um Frequenzen von der Größenordnung $\nu = 10^7$, so ist — da Z für Wasserstoff bei atmosphärischem Druck gleich 10^{10} ist — ν/Z von der Größenordnung 10, folglich σ von der Größenordnung $\frac{\sigma_0}{100}$. Daraus ist ersichtlich, daß die von

Herrn Professor Lecher beobachtete Schirmwirkung nur zum geringen Teil der Leitfähigkeit des Gases zugeschrieben werden kann.

Aus dem Ansatz (4) folgt:

$$\int \mathfrak{E}\, dt = -\frac{1}{\nu^2} \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$$

was, in Gleichung (12) eingesetzt, gibt:

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{1}{c}\left(1 - \frac{4\pi a}{\nu^2}\right)\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c}\mathfrak{E} \tag{14}$$

oder, wenn wir

$$1 - \frac{4\pi a}{\nu^2} = \varepsilon \tag{15}$$

setzen,

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c}\mathfrak{E} \tag{14a}$$

Es verhält sich also ein ionisiertes Gas elektrischen Wellen gegenüber wie ein Halbleiter von der Dielektrizitätskonstante

$$\underline{\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m(Z^2 + \nu^2)}}$$

und von der Leitfähigkeit

$$\underline{\sigma = N e \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{Z}{Z^2 + \nu^2}}$$

Diese Analogie ist zwar eine rein formale, weil nach Gleichung (15) ε wesentlich kleiner ist als 1 (und auch negativ sein kann); es ergeben sich aber aus ihr sofort der Brechungsindex n und der Extinktionskoeffizient $\varkappa$ des Gases für elektrische Wellen. Es ist nämlich[1])

$$n^2 = \frac{1}{2}\left(\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{16\pi^2\sigma^2}{\nu^2}} + \varepsilon\right)$$

$$\varkappa^2 = \frac{1}{2}\left(\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{16\pi^2\sigma^2}{\nu^2}} - \varepsilon\right)$$

Ferner ist das Reflexionsvermögen einer Schicht ionisierten Gases, die an Vakuum bzw. nicht ionisiertes Gas grenzt, gleich

1) Vgl. z. B. M. Abraham, Theorie der Elektrizität, I, S. 285.

$$r = \frac{(n-1)^2 + \varkappa^2}{(n+1)^2 + \varkappa^2} \tag{16}$$

Für

$$N = \frac{m(Z^2 + \nu^2)}{4\pi c^2}$$

wird

$$\varepsilon = 0, \quad \sigma = \frac{1}{4\pi} Z, \quad n = \varkappa = \sqrt{\frac{Z}{2\nu}}$$

und

$$r = \frac{(\sqrt{Z/2\nu} - 1)^2 + Z/2\nu}{(\sqrt{Z/2\nu} + 1)^2 + Z/2\nu}$$

Für Wasserstoff beim Druck 0,07 mm und für Frequenzen von der Größenordnung $\nu = 10^7$ ist dann $r = 0{,}42$; die hierzu erforderliche Ionenzahl ist rund gleich 10^8, eine durchaus nicht unerreichbare Zahl. Beachtenswert ist, daß dabei die Leitfähigkeit des Wasserstoffs rund gleich 10^5 wäre (die Leitfähigkeit des Kupfers ist gleich $5 \cdot 10^{17}$).

Wien, Januar 1913.

(Eingesandt 15. März 1913.)

Adresse des Autors: Göttingen, Hainholzweg 46.

Über die täglichen Veränderungen der in der Natur auftretenden elektrischen Wellen und über die Fortpflanzung elektrischer Wellen um die Krümmung der Erde.

(On the Diurnal Variations of the Electric Waves Occurring in Nature, and on the Propagation of Electric Waves Round the Bend of the Earth.)

Von **W. H. Eccles.**

Seit den frühesten Tagen der Telegraphie mittels elektrischer Wellen hat man gewußt, daß natürliche elektrische Wellen vorkommen, die häufig die Empfangsapparate einer Station für drahtlose Telegraphie kräftiger beeinflussen als die zur Nachrichtenübermittelung dienenden Wellen. Bei dem Verfahren der Nachrichtenaufnahme mittels des Telephons, wo die Apparatur so angeordnet ist, daß die Wirkung eines Wellenzuges darin besteht, einen elektrischen Stromstoß vom

„Detektor“ aus durch die Telephone zu senden, machen sich die natürlichen elektrischen Wellen durch Knacken oder durch Rasselgeräusche in den Telephonen bemerkbar. Sie lassen sich leicht von Signalen unterscheiden, denn die von diesen letzteren erzeugten Zeichen sind regelmäßiger und haben in der Tat oft musikalischen Charakter. Die natürlichen elektrischen Wellen rühren ohne Zweifel von elektrischen Entladungen her, die zwischen Massen elektrisierter Luft oder zwischen solchen Massen und der Erde erfolgen. Bis vor kurzem wußte man nicht, ob die Entladungen, die irgendeine bestimmte Station beeinflußten, in Entfernungen von Hunderten oder in solchen von Tausenden von Meilen von der Station erfolgten; jetzt steht es aber fest, daß für Stationen in England die in Frage kommenden Entfernungen für gewöhnlich nach Tausenden von Meilen [1]) gerechnet werden müssen. Diese Frage wurde dadurch gelöst, daß einzelne bestimmte natürliche Wellenzüge an zwei Empfangsstationen aufgezeichnet und identifiziert wurden, von denen die eine in London und die andere in Newcastle aufgestellt war [2]). Es ergab sich, daß von den an einer Station wahrgenommenen natürlichen Wellenzügen 70 v. H. mit den an der anderen Station wahrgenommenen identifiziert werden konnten, und weiter, daß von diesen mehr als die Hälfte an beiden Stationen dieselbe Intensität hatten, woraus man mit Recht folgern kann, daß die Entfernung der Entladung gegenüber der gegenseitigen Entfernung der Stationen groß ist [3]).

Die Anzahl der an irgendeiner Station aufgefangenen natürlichen Wellenzüge oder „Störungen“ („*strays*“), wie sie der Kürze wegen genannt werden, ändert sich im allgemeinen von Stunde zu Stunde. In England sind diese Änderungen am ausgeprägtesten in den Sommermonaten, und zwar hauptsächlich wegen der Häufigkeit lokaler Gewitter während dieser Monate. (Der Ausdruck „lokal“ soll hier bedeuten: innerhalb eines Umkreises von zwei- bis dreihundert Meilen Radius von der Empfangsstation aus.) Während der Wintermonate sind im Gegensatz hierzu Anzahl und Stärke der Störungen verhältnismäßig regelmäßig. Das Studium der mit den von fern herkommenden Störungen im Zusammenhang stehenden Erscheinungen läßt sich offenbar im Winter erfolgreicher betreiben als im Sommer, weil im Winter die lokalen Blitzentladungen fehlen, die ein die Sachlage verwirrendes Moment bilden. Neben den Änderungen in der Zahl und der Stärke der

1) 1 Meile = 1,6 km. (D. Übers.)

2) Eccles and Airy, Proc. Roy. Soc. A. 85, 1911.

3) Im folgenden ist durchweg angenommen, daß die Quellen der Wellenzüge nicht außerhalb der Erde liegen.

Störungen von einer Jahreszeit zur anderen besteht an jeder einzelnen Station eine deutlich ausgeprägte tägliche Änderung. Wenn wir die von lokalen Stürmen herrührenden Unregelmäßigkeiten außer Acht lassen, so können wir sagen, daß die Störungen im allgemeinen während der Nachtstunden häufiger und zahlreicher sind als während der Tagesstunden. Die Änderungen lassen sich nach irgendeinem der unten angegebenen Verfahren graphisch durch eine Kurve darstellen und zeigen dann das Aussehen, wie es Fig. 1 aufweist; diese Figur kann als eine

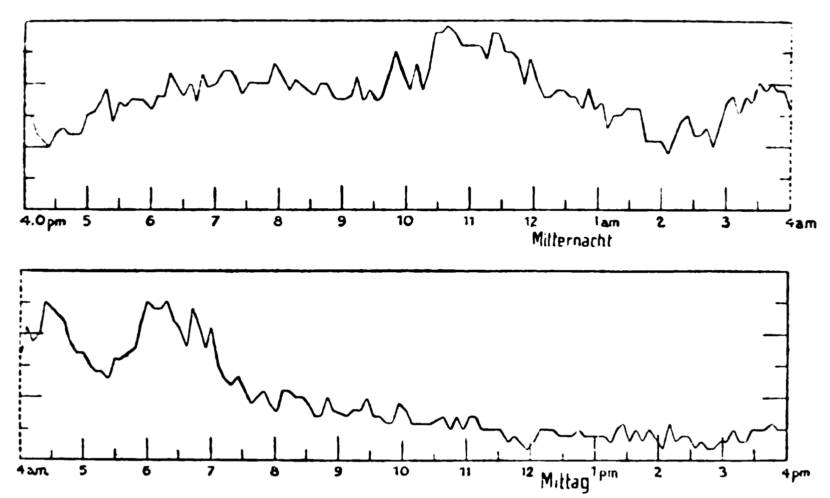


Fig. 1. Fortlaufende Aufzeichnung der Gesamtintensität der Irrgänger über 24 Stunden, am 14. und 15. November 1910.

typische fortlaufende Aufzeichnung der Gesamtanzahl und -stärke über 24 Stunden angesehen werden. Diese täglichen Änderungen sind bisher noch nicht gründlich untersucht worden. Ich habe keinerlei Angaben über Beobachtungen zu finden vermocht, bei denen die Wirkungen lokaler Stürme ausgemerzt worden sind.

Aus dem Vorstehenden erhellt, daß die interessantesten Stücke der täglichen Kurve die sind, in denen die Tages- und Nachtbedingungen zusammentreffen und ineinander übergehen. Zur Untersuchung dieser wichtigen Teile der Kurve kann man die gewöhnliche Apparatur einer Station für drahtlose Telegraphie verwenden. Die Apparatur, die ich benutzt habe, bestand aus einer zwölfdrähtigen Antenne, die von 170 Fuß[1]) Höhe unter einem Winkel von ungefähr 45° von Süden

1) Rund 52 m. (D. Übers.)

nach Norden geneigt war; diese Antenne war am unteren Ende mit einer veränderlichen Selbstinduktionsspule verbunden, die ihrerseits mit einer Erdplatte verbunden war. Die Selbstinduktion betrug für gewöhnlich etwa $6 \cdot 10^6$ cm, und die natürliche Periode der Antenne war ungefähr 50000 in der Sekunde, was einer Wellenlänge von ungefähr 6000 m entspricht. Diese Frequenz war nur deshalb gewählt worden, weil sie von derselben Größenordnung war wie die der transatlantischen Marconistationen, deren Signale gleichfalls von Zeit zu Zeit gemessen wurden. Die Selbstinduktion der Antenne war induktiv mit einer anderen Spule gekoppelt, die einen Teil eines Sekundärkreises bildete, der mit Hilfe eines in ihm enthaltenen veränderlichen Kondensators auf die Antenne abgestimmt werden konnte. Ein Detektor und ein Telephon waren in der üblichen Weise mit dem Schwingungskreise verbunden. Ich benutzte den Pickardschen Zinkit-Chalcopyrit-Detektor.

Mit einer solchen Apparatur bieten sich verschiedene Wege dar, Beobachtungen vorzunehmen und aufzuzeichnen. Das bequemste und nächstliegende Verfahren besteht darin, bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang auf die Geräusche zu lauschen, welche die natürlichen elektrischen Wellenzüge im Telephon verursachen; andere Verfahren bedingen die Verwendung eines Galvanometers an Stelle eines Telephonempfängers. Die Beobachtungen, über die in der vorliegenden Arbeit berichtet wird, wurden praktisch alle mit dem Telephon ausgeführt. Wer aufmerksam horcht, wird finden, daß an einem typischen Morgen folgende Erscheinungen auftreten: — Fängt man etwa eine halbe Stunde vor Sonnenaufgang an zu lauschen, so sind die Irrgänger, die man im Telephon hört, zunächst laut und zahlreich und ziemlich so, wie sie während der ganzen Nacht gewesen sind; dann setzt, etwa 15 Minuten vor Sonnenaufgang, eine Veränderung ein: die Störungen werden ziemlich rasch schwächer und weniger zahlreich, bis ungefähr 10 Minuten vor Sonnenaufgang eine deutliche Beruhigung von vielleicht einer Minute Dauer auftritt. In dieser Periode herrscht zuweilen vollkommene Stille. Dann beginnen die Störungen von neuem zu erscheinen, und innerhalb 10 Minuten nach der Ruhepause haben sie sich auf den für die Tageszeit charakteristischen stetigen Strom eingestellt. Diese Tagesstörungen sind schwächer und weniger zahlreich als die nächtlichen, abgesehen von seltenen gelegentlichen Fällen. Die Ruhepause ist häufig sehr stark ausgeprägt, und zu anderen Zeiten findet überhaupt keine Beruhigung statt. Sie ist gewöhnlich bei Sonnenuntergang ausgeprägter als bei Sonnenaufgang.

Die einfachste Art und Weise, diese Vorgänge gerade so darzu-

stellen, wie man sie im Telephon hört, ist die durch eine handschriftliche Aufzeichnung der Geräusche. Bei einiger Übung gelangt man leicht dahin, auf liniiertem Papier, das nach passenden Zeiteinheiten geteilt ist, Bleistiftmarken in der Weise zu machen, daß die Höhe der Marke die Schallstärke und die allgemeine Gestalt der Marke die Dauer und den Charakter des Schalles widergibt. Einige auf diese Weise erhaltenen Aufzeichnungen sind in den Fig. 2—5 wiedergegeben. Sie sind aus einer großen Anzahl von Aufzeichnungen ausgewählt worden als

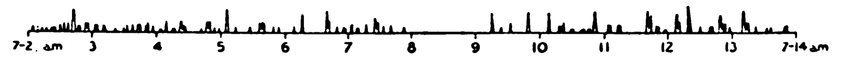


Fig. 2. Störungen, 14. November 1909. Sonnenaufgang $7^h\,17^m$ a. m.

Fig. 3. Störungen, 13. November 1911. Sonnenuntergang $4^h\,13^m$ p. m.

Fig. 4. Störungen, 23. November 1911. Sonnenuntergang $4^h\,0^m$ p. m.

Fig. 5. Störungen, 9. Dezember 1911. Sonnenuntergang $3^h\,50^m$ p. m.

Beispiele für verschiedene Arten bei Sonnenaufgang sowie bei Sonnenuntergang erhaltener Minima. Wie man bemerken wird, liegt das Minimum bei Sonnenuntergang ungefähr 10 Minuten nach der kalendermäßigen Sonnenuntergangszeit. Man kann es erreichen, daß derartige Aufzeichnungen quantitative Ergebnisse von hinreichender Genauigkeit für die Diskussion eines so unregelmäßigen Vorganges liefern, wenn man das Zeitintegral der Intensität der Störungen nach roher Schätzung aufträgt, d. h. wenn man den Gesamtflächeninhalt der die Irrgänger darstellenden Marken in irgendwelchen passend gewählten Zeiträumen schätzt. Man nimmt den Wert dieses Zeitintegrales, das man beispielsweise über 2 Minuten erstreckt, zur Ordinate und zur Abszisse den zugehörigen mittleren Moment des Intervalles und zieht dann eine glatte Kurve. In vielen Fällen kann aber ein noch roheres Verfahren genügen, das darin besteht, die Anzahl der auf jeden Zeitraum von 2 Minuten entfallenden Marken zu zählen und diese Zahlen als Ordinaten, sowie die Mitte der zugehörigen Zeiten als Abszissen zu be-

nutzen. Ein theoretisch vollkommeneres Verfahren würde natürlich darin bestehen, die Detektorströme durch ein empfindliches Galvanometer mit einem schweren beweglichen System gehen zu lassen. Eine zeitliche Aufzeichnung der Ausschläge des Instrumentes würde dem ersten Anscheine nach ein besseres quantitatives Ergebnis liefern als die eben beschriebenen handschriftlichen Aufzeichnungen; tatsächliche Versuche lehren indessen, daß nur dann eine Steigerung der Genauigkeit stattfindet, wenn die Störungen sehr zahlreich sind, und zwar zahlreicher als bei durchschnittlichen Gelegenheiten. Wenn wir also das bereits geschilderte Verfahren annehmen, so erhalten wir Kurven von

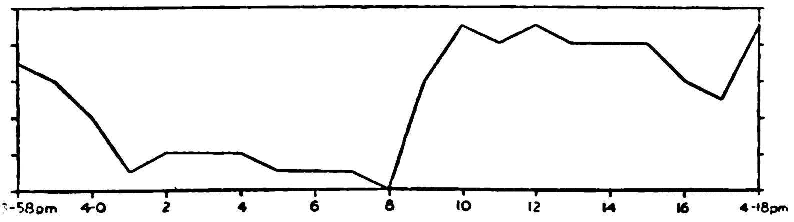


Fig. 6. Kurve der Gesamtintensität bei Sonnenuntergang, 9. Dezember 1911.

der Art der in Fig. 6 abgebildeten. Diese Beobachtungen wurden in meinem Laboratorium in London angestellt.

Der wissenschaftliche Wert oder die wissenschaftliche Bedeutung eines einzelnen Ergebnisses, wie es das vorliegende ist, kann an sich als sehr gering angesehen werden. Aber im vorliegenden Falle ist das Ergebnis nach den gewöhnlichen Vorstellungen von der Fortpflanzung elektrischer Wellen durch die Atmosphäre so vollkommen unerklärlich, daß wir, da es sich durchaus weigert, sich dem angenommenen Gebäude anzupassen, gezwungen sind, zu versuchen, dieses Gebäude zu erweitern. Wenn wir nun nach einer Erklärung für diese Dämmerungsminima suchen, so müssen wir beachten, daß es hauptsächlich zwei Möglichkeiten gibt. In erster Linie können die atmosphärischen Entladungen, welche die Störungen erzeugen, selbst aus irgendwelchen Gründen in der Dämmerung zeitweise weniger häufig werden; zweitens kann der Raum, den die Wellen durchwandern, vorübergehend während der Dämmerung weniger leicht zu durchlaufen sein. Die erste Möglichkeit bedeutet, wenn man sie im Zusammenhang mit der von mir über nahezu 20 Breitengrade gemachten Erfahrung zusammenhält, nach welcher die Ortszeit der Empfangsstation in Frage kommt, daß die Hauptmasse der an einer gegebenen Station

aufgefangenen Störungen durch solche atmosphärische Entladungen hervorgerufen werden, die in Gebieten der Atmosphäre auftreten, welche denselben Sonnenuntergang und Sonnenaufgang haben wie die genannte Station; d. h. mit anderen Worten: diese Möglichkeit enthält die Forderung, daß die beobachteten Störungen ihren Ursprung an solchen Orten haben die (annähernd) auf dem Meridian der sie auffangenden Station liegen. Die Erfahrung geht indessen, wie bereits erwähnt, dahin, daß der größere Teil der an irgendeiner Station beobachteten Störungen gewöhnlich in großer Entfernung von der Station entsteht; somit führt die in Rede stehende Möglichkeit zu dem unwahrscheinlichen Schlusse, daß jede einzelne Station ihre Störungen von atmosphärischen Entladungen empfängt, die in großer Entfernung auf ihrem eigenen Meridian auftreten, und zwar nur von dieser Stelle aus.

Wir wenden uns somit der anderen Möglichkeit zu, daß die Fortpflanzung elektrischer Wellen nach irgendeinem Orte hin durch irgendwelche unbekannte Wirkung der Dämmerung behindert wird. Daß diese letztere Möglichkeit wirklich die richtige ist, dafür liegen gewichtige Anzeichen in (weiter unten zu beschreibenden) Beobachtungen über solche künstliche elektrische Wellen vor, die aus beträchtlichen Entfernungen kommen.

Elektrische Wellen, die nahe an der Erdoberfläche fortschreiten, könnten durch die Gegenwart oder Abwesenheit der Sonne an einem Beobachtungsorte auf zwei verständliche Weisen merklich beeinflußt werden: Zunächst kann Licht die Luft lokal in hinreichendem Maße ionisieren, um eine beträchtliche Absorption der Energie der Wellen zu verursachen; zweitens kann Sonnenlicht den elektrischen Widerstand des Erdbodens etwa innerhalb eines Gebietes von 50 Meilen rings um die Antenne beeinflussen und dadurch eine Wirkung auf die Absorption der Wellen während ihres Fortschreitens über dieses Gebiet ausüben. Betrachten wir zunächst die erstere Hypothese, so muß die atmosphärische Absorption infolge der von der Sonnenstrahlung herrührenden Ionisierung, falls eine solche vorliegt, bei starkem Sonnenschein größer sein als während der Dämmerung, und das steht im Gegensatz zur Beobachtung. In Wirklichkeit ist die Absorption, zu der man auf diese Weise gelangen würde, wie ich weiter unten gelegentlich dartun werde, zu jeder Tageszeit viel zu gering, um die tatsächlich beobachteten Wirkungen herbeizuführen. Überdies wissen wir schon längst, daß die Fortpflanzung elektrischer Wellen auf kurze Strecken in starkem Sonnenlicht praktisch ebenso vollkommen ist wie in der Dunkelheit. Aus allen diesen Gründen müssen wir daher die

Annahme, daß die in Rede stehenden Minimumerscheinungen sich durch Ionisation der unteren Schichten der Atmosphäre erklären ließen, als unhaltbar von der Hand weisen.

Wir müssen uns also der Möglichkeit zuwenden, daß Änderungen im Widerstande des Erdreiches rings um die Antenne auftreten, und zwar Änderungen von solcher Art, daß die Wellen während einiger bestimmter Dämmerungsminuten leichter absorbiert werden als vorher oder nachher. Bei dieser Gelegenheit können wir zugleich noch einen weiteren möglichen Unterfall betrachten, nämlich die Möglichkeit, daß der Widerstand des Erdbodens innerhalb weniger Meter Entfernung von den Erdplatten der Antenne sich verändern und während der Dämmerung durch einen Mindestwert hindurchgehen könnte. Wenn dies wirklich der Fall wäre, so würde in der Nähe der Erdplatte eine besondere Zerstreuung der Energie der Schwingungen stattfinden, die seitens der auftreffenden Wellen an der Antenne erregt werden. Diese Auffassungen sind beide durch meine eigenen Beobachtungen über solche Signale in verneinendem Sinne beantwortet worden, die aus kurzen Entfernungen kamen; diese Beobachtungen lehren nämlich, daß Signale, die aus Entfernungen von weniger als 50 Meilen kommen, keine merkliche Abnahme ihrer Stärke erfahren, selbst nicht an solchen Tagen, an denen das Minimum der Störungen stark ausgeprägt ist. Um aber sicher zu gehen, daß dieser eben erwähnte mögliche Nebenfall nicht zutrifft, habe ich während des letzten Herbstes eine lange Reihe von Bestimmungen des Hochfrequenzwiderstandes der Antenne und ihrer Erdverbindung für verschiedene Frequenzen und zu verschiedenen Tageszeiten vorgenommen, und zwar besonders während der Dämmerungsperioden. Diese Messungen wurden nach zwei verschiedenen und zuverlässigen Verfahren ausgeführt. Die Einzelheiten der Bestimmungen brauche ich hier nicht anzugeben; es genügt, wenn ich feststelle, daß die Ergebnisse keinen Zweifel darüber bestehen lassen, daß der örtliche Erdwiderstand sich weder so schnell, noch in so weitem Maße verändert, wie es erforderlich wäre, um die Dämmerungsminima der Störungen zu erklären.

Ich kann hier noch einen weiteren Punkt zur Stütze für die Ansicht anführen, daß das Minimum der Störungen nicht durch streng lokale Ursachen herbeigeführt wird. Es ist sehr deutlich zu merken, daß die Dämmerungsminima sich leichter beobachten lassen, wenn die Empfangsapparatur auf lange Wellen (etwa 6000 m) eingestellt ist, als wenn sie auf kurze Wellen (etwa 1000 m) eingestellt ist. Betrachten wir diesen Punkt zusammen mit der Tatsache, daß Signalwellen von

großer Länge für die Verständigung auf große Entfernungen am geeignetsten sind, so liegt seine Bedeutung auf der Hand. Nun ist der hervortretende Unterschied zwischen solchen Signalen, die aus langen, und solchen, die aus kurzen Entfernungen aufgenommen werden, der, daß im ersteren Falle die Krümmung der Erde einen merklichen, vielleicht sogar einen sehr großen Einfluß auf die Stärke der Signale ausüben kann.

Infolgedessen entsteht sogleich die Frage nach der Art der Fortpflanzung langer elektrischer Wellen um die Erde. Es ist eine nunmehr völlig feststehende Tatsache, daß Signalwellen ein Viertel der Strecke rund um die Erdkugel zurücklegen und doch noch leicht wahrnehmbar bleiben können. Daß dies nicht eine Äußerung gewöhnlicher Beugung ist, ist durch die Untersuchungen von Rayleigh, Poincaré, Macdonald, Nicholson u. a. völlig festgestellt worden; durch die Arbeiten dieser Forscher ist nämlich unwiderleglich dargetan worden, daß die durch den Beugungsvorgang um ein Viertel des Erdballes fortgepflanzte Energie ganz unmerklich sein würde. Heaviside hat die Vermutung ausgesprochen, daß bei der in der drahtlosen Telegraphie benutzten Wellenart die Faradayschen elektrischen Kraftlinien sozusagen an der Erde haften und längs ihrer Oberfläche dahingleiten, und daß sie diese daher nicht verlassen können; aber diese Auffassung führt uns tatsächlich wieder auf das Beugungsergebnis zurück. Im Jahre 1906 hat dann Zenneck diesen Erklärungsvorschlag durch eine Betrachtung erweitert, die sich auf eine ganz bekannte Illustration des Poyntingschen Satzes gründet. In seiner Originalarbeit über die Energiefortpflanzung im elektromagnetischen Felde[1]) gibt Poynting als eine Illustration des Satzes den Fall eines Drahtes an, der einen Widerstand besitzt und einen elektrischen Strom führt. Unter Bezugnahme auf dieses Beispiel zeigte Heaviside[2]), daß das sich bewegende elektrische Feld nicht rein radial sein kann; mit anderen Worten heißt dies: die der strömenden Elektrizität zugehörigen Faradayschen Linien müssen sich bei ihrer Bewegung längs des Drahtes nach vorne neigen, folglich wird der Energievektor eine zur Oberfläche des Drahtes senkrechte Komponente haben. Dieser Sonderfall ist seit dem Erscheinen jener Arbeit in allen Einzelheiten bearbeitet worden, aber Zennecks Anwendung bezog sich auf den einfachen Fall der Fortpflanzung einer ebenen Welle über einen schlecht leitenden festen

1) Phil. Trans., 10. Jan. 1884.
2) Electrical Papers 2, 94.

Körper, wie es die Erde ist, mit einer ebenen Grenzfläche. Zennecks Annahme geht kurz dahin, daß die Vorwärtsneigung der Wellenfronten in der Nähe des Leiters zu einer allgemeinen langsamen Abwärtsdrehung der Wellen gegen die Erde hin führen wird, so daß ein großer Teil der Energie der Wellen um die Krümmung der Erde herum abgelenkt werden wird, statt sich geradlinig in den Weltenraum fortzupflanzen. Diese Annahme unterstützt in Wirklichkeit die reine Beugungstheorie in keiner Weise.

Eine andere Hypothese hat Heaviside im Jahre 1900 aufgestellt; er nahm jetzt an, daß die verdünnten Gase der oberen Atmosphäre eine zur Erde konzentrische leitende Fläche bilden könnten, und daß zwischen dieser Fläche und der Erdoberfläche selbst die Wellen sich mit einer zweidimensionalen Divergenz ausbreiten könnten. Diese Hypothese ist bisher durch keinerlei zuverlässige Versuche oder Beobachtungen unterstützt oder widerlegt worden. Solche Versuche oder Beobachtungen wird man notwendig an Wellen anstellen müssen, die lange Strecken zurückgelegt haben, weil die oberen Schichten der Atmosphäre bei der Übermittelung auf kurze Strecken nicht viel zu sagen haben können. Aber man wird aus den bereits gemachten Bemerkungen über die Minima natürlicher elektrischer Wellen ersehen, daß diese obere leitende Schicht die Erklärung für die Erscheinung liefern und dadurch eine gewisse Stütze finden könnte. Bei der Untersuchung zeigt sich indessen, daß sich die Erscheinung mit Hilfe der Hypothese allein nicht erklären läßt, und noch weniger lassen sich die übrigen verzeichneten Tatsachen über die Übermittelung auf lange Strecken erklären. Ich habe deshalb eine weitere hiermit in engem Zusammenhange stehende Möglichkeit untersucht, die, wie sich herausstellt, auf die Ursachen des Minimums der Störungen, sowie auf viele der bei der Übermittelung auf große Entfernungen beobachteten Tatsachen Licht wirft. Diesen neuen Erwägungen wollen wir uns jetzt zuwenden.

Die einzuführende Hypothese stützt sich auf den Einfluß der Ionisierung der Luft auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen durch die Luft. Wie bekannt, ist unter normalen Verhältnissen die Luft auf der Höhe des Meeresspiegels, selbst bei starkem Sonnenschein, nur schwach ionisiert, und in einer Höhe von wenigen Meilen über der Erdoberfläche ist, nach Beobachtungen vom Luftballon aus, die Ionisierung zuweilen 20mal so stark wie an der Erdoberfläche. Noch weiter aufwärts nimmt die Ionisierung zweifellos noch weiter zu, und zwar wegen der immer größeren ionisierenden Wirkung der Sonnenstrahlung, die offenbar in diesen höher gelegenen und dünneren Ge-

bieten größer sein muß als in den dichteren Gebieten weiter unten. Wir können keinerlei begründetes Gesetz für die Berechnung dieses allmählichen Überganges von geringer zu hoher Leitfähigkeit aufstellen, indessen müssen wir uns für unseren vorliegenden Zweck irgendeine Vorstellung über die Wirkung dieser Ungleichförmigkeit auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen bilden.

Zunächst ist es notwendig, daß wir die Wirkung geladener Ionen von molekularer Masse auf die Geschwindigkeit der Wellen untersuchen; dabei können wir nun, mit passenden Abänderungen, den allgemeinen Methoden für das Studium der optischen Dispersion in solchen Medien folgen, die Elektronen enthalten. Es sei e die Ladung des einzelnen Ions, m seine Masse und n die Anzahl der Ionen im Kubikzentimeter an einem Punkte, dessen Koordinaten in einem rechtshändigen rechtwinkeligen Achsensystem mit vertikaler z-Achse x, y, z sind. Wir wollen annehmen, daß elektrische Wellen durch das Medium in Richtung der positiven x-Achse fortschreiten, und daß im Punkte x, y, z die elektrische Kraft Z und die magnetische Kraft β sei. Wenn dann μ die Permeabilität des Mediums und $\varkappa$ die Dielektrizitätskonstante der nicht ionisierten Luft ist, so ist

$$\frac{\partial Z}{\partial x} = \mu \frac{d\beta}{dt}$$

und

$$\frac{\partial \beta}{\partial x} = \varkappa \frac{dZ}{dt} + 4\pi n e \frac{d\zeta}{dt}$$

wo ζ die durch die Wellen verursachte Verschiebung des einzelnen Ions aus seiner ursprünglichen Lage bezeichnet. Die Bewegungsgleichung eines Ions ist:

$$m \frac{d^2\zeta}{dt^2} + f \frac{d\zeta}{dt} = eZ$$

wo f eine Reibungskonstante von der Art der inneren Reibung ist.

Wenn in Z der Zeitfaktor e^{ipt} ist, so wird diese Gleichung:

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{eZ}{mip + f}$$

Durch Elimination von β und ζ aus diesen drei Gleichungen erhalten wir

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} = \mu \varkappa \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} + \frac{4\pi\mu n e^2}{mip + f} \frac{\partial Z}{\partial t}.$$

Es gibt eine Lösung von der Form

$$Z = e^{-lx + ip\left(t - \frac{x}{v}\right)}$$

für Wellen von der Frequenz $\frac{p}{2\pi}$, wenn die Geschwindigkeit

$$v = \frac{mp}{\gamma} \sqrt{\left(\frac{2(1-\gamma)}{\mu \varkappa}\right)} \left\{ \sqrt{\left[1 + \left(\frac{\gamma f}{mp(1-\gamma)}\right)^2\right]} - 1 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

und der Absorptionsfaktor

$$l = \frac{\mu \varkappa \gamma f}{2m} v$$

ist.

Hier ist γ an Stelle der Größe

$$\frac{4 \pi n e^2 m}{\varkappa (m^2 p^2 + f^2)}$$

gesetzt, die, wie wir sehen werden, gewöhnlich kleiner als 1 ist. Außerdem ist die Größe

$$\frac{\gamma f}{mp(1-\gamma)}$$

gewöhnlich sehr klein gegen 1, mithin ist angenähert:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varkappa}} (1 + \tfrac{1}{2} \gamma),$$

$$l = \frac{\sqrt{(\mu \varkappa)} \cdot f}{2m} \gamma (1 + \tfrac{1}{2} \gamma);$$

oder der Absorptionskoeffizient per Wellenlänge ist:

$$l' = \frac{\pi}{1-\gamma} \frac{\gamma f}{mp}.$$

Es muß erwähnt werden, daß wir bei der Bildung der Gleichungen implizite angenommen haben, daß die Ionen so schwer sind, daß sie unter der Einwirkung der Wellen nur geringe Geschwindigkeiten erreichen und sehr kleine Ausschläge machen. Das heißt, wir haben angenommen, daß die Ionen Ansammlungen von Molekülen oder im kleinsten Falle einzelne Moleküle sind. Die Absorption für den Fall sehr kleiner Ionen, d. h. von Elektronen, ist von J. J. Thomson[1])

1) Phil. Mag., August 1902, 253.

bearbeitet worden und enthält Betrachtungen, die von den hier zutreffenden verschieden sind.

Rohe Schätzungen der verschiedenen in den letzten Gleichungen vorkommenden Größen kann man erhalten, wenn man die Ergebnisse von Laboratoriumsversuchen mit ionisierten Gasen anwendet; allerdings besitzen wir bislang nur sehr wenige Angaben über die Ionisierung der Luft durch Sonnenstrahlung. Zunächst ist zu bemerken, daß der Reibungskoeffizient f auf Grund von Versuchen über die Endgeschwindigkeit von Ionen in verschiedenen Gasen schätzungsweise ermittelt werden kann. Aus der Bewegungsgleichung eines Ions ersehen wir, daß seine Endgeschwindigkeit unter der Einwirkung eines stetig angreifenden elektrischen Feldes

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{e}{f} Z$$

ist. In Luft unter den Normalverhältnissen ist in einem Felde mit einem Gradienten von 1 Volt per Zentimeter

$$\frac{d\zeta}{dt} = 1{,}5 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}.$$

Nehmen wir $e = 1{,}0 \cdot 10^{-20}$ elektromagnetischen Einheiten an, so ist in roher Annäherung $f = 7 \cdot 10^{-13}$. Nehmen wir ferner $p = 10^7$ und $m = 2 \cdot 10^{-21}$ g an, so ist $mp = 2 \cdot 10^{-14}$. Somit sind für Wellen mit einer Frequenz von der Größenordnung 1000000 in der Sekunde die beiden Glieder im Nenner der Größe γ in niedrigen Höhen der Atmosphäre ungefähr von derselben Größenordnung. Für Wellen von geringerer Frequenz wird das Glied f^2 viel bedeutender als das Glied m^2p^2, welch letzteres dann im Nenner von γ vernachlässigt werden kann. In größeren Höhen wird dagegen vermutlich das Glied f^2 gegenüber m^2p^2 zu vernachlässigen sein, da, wie wir wissen, der Wert von f mit zunehmender Verdünnung viel schneller sinkt als der Wert von m. Mithin haben wir in großen Höhen annähernd

$$\gamma = \frac{4\pi n e^2}{\varkappa m p^2}.$$

In geringen Höhen ergibt sich mit den bereits angenommenen Zahlen der Wert von γ zu $0{,}55 \cdot 10^{-14} \cdot n$. Die Anzahl der Ionen im Kubikzentimeter in der Höhe des Meeresspiegels wird häufig als zwischen 1000 und 10000 liegend angegeben. Mithin können wir γ gegenüber 1 ganz vernachlässigen, wenn diese Schätzungen für n und

die für f richtig sind. In großen Höhen finden wir mit Hilfe der letzten Gleichung $\gamma = 0,6 \cdot 10^{-11} \cdot n$ für $p = 10^7$ (was einer Wellenlänge von nahezu 200 m entspricht) und $\gamma = 0,6 \cdot 10^{-9} \cdot n$ für $p = 10^6$ (was einer Wellenlänge von nahezu 2000 m in gewöhnlicher Luft entspricht). Es ist indessen mehr als wahrscheinlich, daß in mäßig hohen Schichten, wo die Luft ziemlich verdünnt ist — beispielsweise beträgt nach der Theorie des konvektiven Gleichgewichtes der Druck in einer Höhe von 50 Meilen etwa $^1/_{100}$ des Druckes auf der Höhe des Meeresspiegels —, das Ion eine viel kleinere Masse, vielleicht eine 100 mal kleinere, hat, als wir oben angenommen haben, und dadurch würde die letzte Zahl $\gamma = 0,6 \cdot 10^{-7} \cdot n$ für $p = 10^6$ werden.

Der Bequemlichkeit wegen wollen wir in der Diskussion den Teil der Atmosphäre unterhalb der dauernd leitenden Schicht, in welchem überall die Gleichung

$$\gamma = \frac{4\,\pi\,n\,e^2}{\varkappa\,m\,p^2}$$

gilt, also den Teil der Atmosphäre, der durch die Sonne stark und unmittelbar ionisiert wird, die „mittlere Atmosphäre" nennen. Der darunter gelegene Teil soll die „untere Atmosphäre" heißen, und hier wird vermutlich die Gleichung

$$\gamma = \frac{4\,\pi\,n\,e^2\,m}{\varkappa\,f^2}$$

angemessen sein, während n niedrige Werte hat. Von der mittleren und der oberen Atmosphäre haben wir keine direkten Kenntnisse. Die besten Angaben, die uns zu Gebote stehen, sind vielleicht die in den Arbeiten von P. Lenard und C. Ramsauer[1]) enthaltenen. Diese Forscher haben gezeigt, daß das ultraviolette Licht der Sonne in Luft zwei im Hinblick auf den vorliegenden Gegenstand interessante Wirkungen hervorbringt. Die eine Wirkung besteht darin, daß das ultraviolette Licht und möglicherweise auch die Kathodenstrahlen der Sonne elektrische Ladungsträger von molekularer Größe hervorbringen, und die andere Wirkung darin, daß eben diese Agenzien auch durch unmittelbare Einwirkung auf die Gase der Atmosphäre Kondensationskerne erzeugen, die aus festen oder flüssigen Verbindungen bestehen und gleich bei ihrer Bildung nicht elektrisch geladen sind. Offenbar können die Kondensationskerne im Vergleich mit den elektrischen

1) Ber. Heidelberger Ak. 1910—1911.

Ladungsträgern von molekularer Größe nur geringen Einfluß auf den Wert der Größe γ ausüben. Diese schweren Ionen oder Kondensationskerne werden zweifellos häufig dadurch geladen, daß sich eines oder mehrere von den leichten Ionen an sie anheften, und dies hat dann die Wirkung, diese Ionen für unsere Zwecke außer Wirksamkeit zu setzen. Die leichteren Ionen sind wahrscheinlich in den höheren Teilen der mittleren Atmosphäre in der Überzahl, und die schweren Ionen in den tieferen Teilen, sowie auch in der unteren Atmosphäre. Es mag erwähnt werden, daß sich die in der unteren Atmosphäre gefundenen schwereren Ionen, mögen sie nun eine Folge der Sonnenstrahlung sein oder nicht, der Zählung durch die Apparate von der Art, wie man sie für gewöhnlich zur Messung der atmosphärischen Elektrizität benutzt, infolge ihrer Unbeweglichkeit entziehen.

Soweit die Größe γ in Betracht kommt, ist der Hauptunterschied zwischen den Verhältnissen bei Tage und denen bei Nacht, sowie zwischen den zu verschiedenen Tageszeiten herrschenden Verhältnissen auf die Änderung der Anzahl Ionen im Kubikzentimeter zurückzuführen, die durch die Sonnenstrahlung geliefert werden. Es ist nicht möglich, über diesen Gegenstand genaue Angaben zu machen, nicht einmal für die untere Atmosphäre. Aber in großen Zügen ist es klar, daß sich der Wert von n in der unteren und mittleren Atmosphäre beträchtlich mit der Neigung der Sonnenstrahlen am Beobachtungsorte ändern muß, d. h. mit der Jahreszeit und mit der Tageszeit, und daß er sich ferner vom Tageslicht bis zur Dunkelheit gründlich ändern muß. Ungefähr zur Zeit des Sonnenaufganges an irgendeinem bestimmten Orte wird der Vorgang der Ionisierung durch die Sonnenstrahlen in allen Höhen der Atmosphäre in einem Gebiete, das sich viele Meilen weit nach Osten oder Westen von diesem Orte aus erstreckt, gerade erfolgen; bei Sonnenuntergang wird in einem ähnlichen Raume die Wiedervereinigung von Ionen stattfinden. Natürlich werden die der Erde zunächst gelegenen Schichten in ihrer elektrischen Konstitution am wenigsten gestört werden, und zwar hauptsächlich aus dem Grunde, daß die Sonnenstrahlen, zu der Zeit, da sie die tiefen Schichten erreichen, eines großen Teiles ihrer ionisierenden Fähigkeiten entkleidet sein müssen; wir wissen aber auf Grund direkter Beobachtungen in verschiedenen Schichten bis aufwärts zu Höhen von mehreren Meilen, daß der Einfluß der Sonne durchaus merklich ist. Tatsächlich aber ist aus der oben für die Absorption per Wellenlänge abgeleiteten Formel leicht zu ersehen, daß die in der unteren Atmosphäre beobachtete Ionisierung zu irgendeiner Tageszeit bei

irdischen Entfernungen eine unmerkliche Absorption der Wellen verursacht.

Unsere Kenntnisse von den in den Stunden der Dunkelheit herrschenden Bedingungen sind noch weniger genau als die von den bei Tage geltenden. Die sehr große Wiedervereinigungsgeschwindigkeit der Ionen nach Beseitigung des ionisierenden Agens weist auf die Möglichkeit hin, daß die mittlere Atmosphäre während der Dunkelheit vollkommen frei von Ionen ist. Es ist aber wahrscheinlich, daß während des Tages die entgegengesetzt geladenen Ionen unter der Einwirkung des vertikalen Erdfeldes stark voneinander gesiebt werden, dergestalt, daß sich positive Ionen aufwärts und negative abwärts bewegen; das Ergebnis hiervon wird sein, daß einige Teile der mittleren Atmosphäre ionisiert bleiben können, nachdem die Sonne untergegangen ist. Wenn wir indessen annehmen, daß sich die Ionen zum größten Teile wiedervereinigen, so besteht die Wirkung des Überganges von Tag zu Nacht darin, sozusagen einen Schleier ionisierter Luft zwischen der oberen leitenden Schicht und der Erde fortzuziehen.

Da die Geschwindigkeit der Wellen in der von der Sonne beschienenen Atmosphäre um so größer ist, je höher die Schicht liegt, in der sie fortschreiten, so wird ein Strahl elektrischer Strahlung, der von einem Punkte auf der Erdoberfläche in einer etwas aufwärts geneigten Richtung ausgeht, in der unteren Atmosphäre eine geradlinige Bahn verfolgen und in der mittleren Atmosphäre eine ein wenig gekrümmte Bahn, deren konkave Seite abwärts gewandt ist; er wird somit in größerem oder geringerem Maße der Krümmung der Erde folgen. Wenn seine Krümmung in der mittleren Atmosphäre im Durchschnitt größer ist als die Krümmung der Erde — und nur dann —, wird der Strahl abwärts, der unteren Atmosphäre zu, gewandt werden und wiederum eine gerade Linie durchlaufen. Mit anderen Worten: die Wellenfronten werden bei ihrem Fortschreiten in einer Weise vornüber geneigt werden, die der Brechung des Schalles in der Luft bei nach oben hin sich ändernder Temperatur ganz analog ist. Diese Biegung der Strahlen können wir der Kürze halber mit dem Namen „ionische Refraktion“ belegen; sie wird in Schichten, in denen γ nahezu 1 wird, sehr schnell sein. Somit werden die Strahlungen, die von einem Blitzschlag oder von einer Antenne für drahtlose Telegraphie aus nach allen Richtungen hin divergieren, bei Tage auf den Raum zwischen der leitenden Oberfläche der Erde und einem gewissen Niveau in der mittleren Atmosphäre beschränkt werden. Selbst die von einem Orte auf der Erdoberfläche horizontal ausgehen-

den Strahlen müssen infolge der Krümmung der Erde innerhalb einer Strecke von 300 Meilen von der Strahlungsquelle aus in Höhen gelangen, in denen, wie man erwarten kann, die Luft stark ionisiert ist, und dann müssen sie eine Brechung nach unten hin erfahren. Da die Größe γ der Frequenz der übermittelten Welle umgekehrt proportional ist, so ist die Höhengrenze für das Durchdringen der Wellen um so geringer, je niedriger die Frequenz ist, und daher werden Wellen geringer Frequenz dichter an der Erdoberfläche konzentriert als Wellen hoher Frequenz.

Die Krümmung der Bahn solcher Wellen, die in einer Höhe z fortschreiten, ist $\frac{d v}{v\, d z}$, wo v die Geschwindigkeit an jenem Orte ist. Wenn aber γ klein ist, so ist $v = \frac{1 + \frac{1}{2}\gamma}{\sqrt{\mu \varkappa}}$, und daher ist die Krümmung annähernd $\frac{\frac{1}{2} d \gamma}{d z}$. Wenn wir solche Verhältnisse annehmen, bei denen der Krümmungshalbmesser der Strahlen in allen Höhen $(r + z)$ ist, wo r der Erdhalbmesser ist, und daß für $z = 0$ auch $\gamma = 0$ ist, so finden wir annähernd:

$$\gamma = 2 \log \frac{r + z}{r} = 2 \frac{z}{r}.$$

Obschon in Wirklichkeit die Krümmung der Strahlen in der unteren Atmosphäre wahrscheinlich nicht so groß ist, zeigt die Gleichung an, daß die in der mittleren Atmosphäre, etwa in einer Höhe von 20 Meilen, erforderliche Größenordnung von γ ungefähr 0,01 ist. Das zeigt wiederum an, daß die Anzahl der Ionen im Kubikzentimeter ungefähr 160000 sein muß, wenn die Wellenlänge 2000 m beträgt, und ungefähr 16000, wenn die Wellenlänge 6000 m ist. Derartige Ionenkonzentrationen sind nicht unwahrscheinlich.

Man kann einwenden, daß wir bis jetzt noch keine experimentelle Bestätigung dieser Konzentration der Energie der Wellen auf eine verhältnismäßig dünne Schicht in der Nähe der Erdoberfläche erhalten haben. Aber tatsächlich sind bisher noch keine Messungen auf große Entfernungen hin über die Intensitätsänderung von Signalen mit der Entfernung und unter unveränderlichen atmosphärischen Verhältnissen ausgeführt worden; und die auf kurze Entfernungen ausgeführten Messungen — welche sämtlich das Gesetz der umgekehrten Quadrate bestätigen, wie dies zu erwarten war — können offenbar für Brechungen, die in hohen Schichten auftreten, keine Bedeutung haben. Wenn uns

Messungen der Intensität auf Entfernungen von 1000—2000 Meilen zu Gebote stehen werden, so dürfen wir erwarten, daß das Gesetz der umgekehrten Quadrate für eine Entfernung von 300—400 Meilen gelten wird, und daß danach dann für mehrere hundert Meilen weiter ein Gesetz gelten wird, das eine weit geringere Divergenz anzeigt, wenn die Frequenz niedrig genug ist, damit die ionische Refraktion eine Krümmung erzeugt, die mindestens so groß ist wie die des Erdballes[1]).

Wir gehen nun zur Erklärung der weiter oben beschriebenen Minima der Irrgänger über. Zunächst liegt es auf der Hand, daß,

1) Seit der Niederschrift des Vorstehenden ist mir ein Bericht von L. W. Austin (Bull. Bur. of Stand., Oktober 1911) über einige neue Messungen der Intensität von Signalen zu Händen gekommen, der meine Ansichten, soweit die Messungen reichen, sehr zu stützen scheint. Das Gesetz der umgekehrten Quadrate für die Ausbreitung der Energie lehrt, daß $J \sim x^{-1}$ ist, wo J die an der Antenne aufgenommene Stromstärke und x die Entfernung der Sendestation ist. Wenn die Wellen in einem freien Raume von ähnlicher elektrischer Konstitution wie unsere untere Atmosphäre fortschreiten würden, so würde die Absorption eine Formel von der Gestalt

$$J \sim x^{-1} \epsilon^{-a x}$$

verlangen, wo a von der Wellenlänge unabhängig ist. Ferner ist oben nachgewiesen worden, daß die Absorption, falls die Wellen in einem von hochgradig ionisierter Luft erfüllten freien Raume fortschreiten würden, eine Formel von der Gestalt

$$J \sim x^{-1} \epsilon^{-a x \lambda^2}$$

verlangen würde, wo a wiederum von der Wellenlänge unabhängig ist. Die genannten Beobachtungen sprechen nun zu Gunsten einer empirischen Formel, die von diesen beiden ganz verschieden ist, nämlich:

$$J \sim x^{-1} \epsilon^{-a x / \sqrt{\lambda}}$$

Eine Formel, welche die Wellenlänge in dieser Weise enthält, wird durch Absorption in einer ionisierten Atmosphäre oder in einer schlecht leitenden Oberfläche wie die des Festlandes oder des Meeres nicht nahegelegt und läßt sich durch sie nicht einmal rechtfertigen; sie steht aber offenbar in roher allgemeiner Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit entwickelten Gesetz, daß die verlangte Krümmung der Strahlen bei langen Wellen günstiger ist als bei kurzen; oder, um die Sache anders auszudrücken, der Strahlungsverlust durch Nichtbefolgen der Krümmung der Erde ist bei kurzen Wellen größer als bei langen. Die bisher von Austin und seinen Mitarbeitern angestellten Messungen haben sich bis auf Entfernungen von nur 900 Meilen erstreckt, die nur eine sehr geringe Krümmung bedingen, und außerdem sind sie nicht sehr zahlreich gewesen.

wenn wir die Flächen gleicher Ionisierung in einer ruhigen Atmosphäre rings um den Erdball zeichnen, diese Flächen an solchen Orten der Erde am nächsten sein werden, für welche die Sonne im Meridian steht, und daß sie an solchen Orten, an denen die Sonne gerade auf- oder untergeht, einigermaßen steil von der Erde fort ansteigen werden. Die Gebiete, in denen der Übergang vom Tagesniveau zum Nachtniveau erfolgt, bilden ein großes kreisförmiges Band rings um den Erdball, das gegen die Meridiane um einen von der Jahreszeit abhängigen Winkel geneigt ist. Dieses Gebiet der Atmosphäre wird sich, da es sich beständig mit der Sonne bewegt, in einem Zustande starker elektrischer Störung befinden. Eine Bildung von Ionen geht in der einen Hälfte des großen Kreises wirksam vor sich, und eine Wiedervereinigung in der anderen Hälfte, und diese Vorgänge erfolgen zweifellos, selbst in einer ruhigen Atmosphäre, einigermaßen unregelmäßig mit dem Ergebnis, daß Flecken oder Bänke ionisierter Luft, analog den Nebelbänken, denen man auf See begegnet, vorübergehend dieses Band in der mittleren Atmosphäre bilden werden. Die Wirkung solcher Flecken verschieden stark ionisierter Luft auf elektrische Wellen, die sich durch das Gebiet fortpflanzen, ist angesichts des zwischen der Geschwindigkeit der Wellen und der Konzentration der Ionen bestehenden Zusammenhanges eine erschwerende. Die Zerstreuung durch wiederholte Brechungen wird dahin wirken, das Gebiet für Wellen, deren Richtung durch es hindurchführt, undurchdringlich zu machen. Wir dürfen daher erwarten, daß die Regelmäßigkeit der Fortpflanzung durch die stetig ionisierten horizontalen Schichten, die bei Tage herrscht, durch die Übergangsbänke und -flecken, die bei Dämmerung auftreten, stark gestört werden wird, und daß als letzte Folge hiervon die in den Empfangsapparaten gehörten Töne sehr geschwächt werden.

Meine eigenen bisher gewonnenen Erfahrungen zeigen, daß das Vorhandensein oder Nichtvorhandensein von Wolken in der Nachbarschaft der Empfangsstation auf die Stärke und den Charakter der Minima der Störungen, oder aus diesem Grunde (vorausgesetzt, daß der Tag nicht hervorragend klar ist) auf die aus beliebiger Entfernung und von irgendeinem beliebigen Punkte der Windrose empfangenen Signale, nur geringen Einfluß hat. Wir können daher folgern, daß das unregelmäßig ionisierte Band oberhalb der gewöhnlichen Wolkenschicht liegt. Das Übergangsgebiet der Dämmerung kann daher als eine Art Vorhang angesehen werden, der die Erde umschlingt und die mittlere, nicht aber die untere Atmosphäre einnimmt. Es kann mithin nur die Bahnen solcher Wellen beeinflussen, die aus großen Entfernungen

kommen. Die Schwächung solcher aus großen Entfernungen kommenden Wellen wird vermutlich größer oder geringer sein, je nachdem sie den Vorhang in mehr oder minder schräger Richtung durchdringen müssen. Für die natürlichen elektrischen Wellen, die von einer Antenne in England im Herbst und Winter aufgefangen werden, muß die Quelle der Wellen im allgemeinen südlich liegen. Man kann vernunftgemäß annehmen, daß das tropische Afrika die Mehrzahl von ihnen liefern wird. In diesem Falle muß das Dämmerungsübergangsband einen sehr großen und verhältnismäßig kurzlebigen Einfluß auf die Stärke der in den Telephonen hörbaren Störungen haben, denn der Weg der Wellen von der vermutlichen Quelle zur Empfangsstation fällt nahezu mit dem Dämmerungsband zusammen. Diese Annahmen stehen mit den beobachteten Tatsachen genau in Einklang. Das Minimum ist zuweilen vollkommen Null und dauert nur 2 Minuten oder weniger an. Unter der Annahme, daß in diesem Falle die Quelle der natürlichen elektrischen Wellen und die Empfangsstation beide auf dem großen Dämmerungskreise liegen, folgern wir, daß das Dämmerungsband mindestens 30 Meilen breit ist, denn das ist die Strecke, um die sich die Erde in 2 Minuten nach Osten dreht. Dieselbe Annahme würde überdies darauf hinweisen, daß die Hauptquelle der Störungen im November 1909 und 1911 in der Richtung des östlichen Teiles des Atlasgebirges lag.

Ferner haben die Beobachtungen dargetan, daß die Hauptdämmerungsminima während derselben Perioden ungefähr 10 Minuten vor Sonnenaufgang und ungefähr 10 Minuten nach Sonnenuntergang auftreten. Dieser Umstand erklärt sich durch die Erwägung, daß die Zeit des Sonnenaufganges in der mittleren Atmosphäre etwas früher und die Zeit des Sonnenunterganges etwas später liegt als an der Oberfläche der Erde. Im Zusammenhange hiermit müssen wir beachten, daß der elektrisch wirksame Sonnenaufgang an einem Punkte in der mittleren Atmosphäre, wie er durch das Ionisierungsvermögen des diesen Punkt erreichenden Sonnenlichtes gemessen wird, zeitlich nicht mit dem Sonnenaufgang an demselben Punkte zusammenfällt, wie er einfach durch die Helligkeit gemessen wird, d. h. mit dem geometrischen Sonnenaufgang. Die Strahlen, die den Sonnenaufgang in diesem letztgenannten und gewöhnlichen Sinne ankündigen, müssen ein sehr geringes Ionisierungsvermögen besitzen, und zwar aus dem Grunde, weil sie die Erde tangential streifen und daher in der unteren Atmosphäre einen so langen Weg zurückgelegt haben, daß sie ihre ionisierende Strahlung verloren haben. Folglich wird durch eine Beob-

achtung des Zeitraumes zwischen dem Minimum der Störungen und dem geometrischen Sonnenaufgang und Sonnenuntergang nicht die Höhe der elektrisch gestörten Gebiete bestimmt. Überdies wird die genaue Zeit des Minimums der Störungen bis zu einem gewissen Grade durch die Neigung des Ionenvorhanges gegen die Fortpflanzungslinie der Wellen beeinflußt werden.

Während des Tages schreiten die elektrischen Wellen in der verhältnismäßig engen Schale des Dielektrikums zwischen irgendeiner Schicht in der mittleren Atmosphäre und der Erdoberfläche fort. Bei Nacht schreiten sie in der viel weiteren Schale des Dielektrikums zwischen der angenommenen hohen leitenden Schicht und der Erde fort. In England sind im Winter die Tagesstörungen viel schwächer als die Nachtstörungen. Hieraus können wir entweder schließen, daß die Gesamtabsorption in der dünnen Schale des Dielektrikums größer ist als in der weiteren Schale bei Nacht, oder daß die Ionisierung der mittleren Atmosphäre bei Tage ungleichförmig genug ist, um die Fortpflanzung der Wellen zu behindern. Wir müssen aber noch einen Faktor berücksichtigen. Die elektrische Störung, die durch eine Blitzentladung hervorgerufen wird, trägt zweifellos den Charakter eines Impulses und ist wahrscheinlich entweder eine vereinzelte Welle oder ein sehr kurzer Wellenzug. Das Studium der Brechung solcher Störungen führt zu einigen bekannten theoretischen Schwierigkeiten; wenn wir aber annehmen, daß die Welle während ihrer Wanderung durch die mittlere Atmosphäre eine Dispersion erfährt, so muß die an einer gegebenen Empfangsstation ankommende Welle eine ziemlich bestimmte Frequenz zeigen, und die an einer Station in einer anderen Entfernung ankommende Welle muß eine andere Frequenz aufweisen. Oder mit anderen Worten: es muß eine bestimmte günstigste Frequenz geben, auf welche der Empfangsapparat auf jeder dieser Stationen einzustellen ist. Der Grund hierfür liegt in der Verschiedenheit der Bahn, die durch die verschiedene Frequenz entsteht. Wir haben nur wenig experimentelles Material in betreff dieses Gegenstandes; immerhin spricht das vorhandene Material zugunsten der Annahmen. Wenn aber wirklich in der von der Sonne beschienenen mittleren Atmosphäre eine Dispersion auftritt, bei Nacht aber nicht, so wird dadurch offenbar die Schwäche der Irrgänger bei Tage erklärt, ohne daß wir die Absorption zu Hilfe zu nehmen brauchten.

Obschon wir die Hypothese der Fortpflanzung um die Erde durch Brechung in der ionisierten mittleren Atmosphäre nunmehr auf das Problem angewendet haben, das uns zu ihr geführt hat, nämlich auf

die Erklärung der Minimumerscheinung bei den natürlichen elektrischen Wellen, erscheint es doch wünschenswert, zu untersuchen, wie sich die Hypothese zu den bekannten Tatsachen und Eigenschaften der bei der Signalgebung benutzten künstlichen elektrischen Wellen verhält.

Die beiden Annahmen, auf die wir bisher die Diskussion aufgebaut haben, sind folgende: Erstens haben wir angenommen, daß in der Atmosphäre eine beständig leitende obere Schicht besteht, die ziemlich scharf begrenzt ist, und die daher Wellen jeglicher Frequenz reflektiert; wir können sie als Heavisidesche reflektierende Schicht bezeichnen. Zweitens haben wir angenommen, daß bei Tage (und bei Nacht nur in geringem Maße und gelegentlich) die Atmosphäre unterhalb dieser reflektierenden Schicht in nahezu horizontalen Lagen in der Weise ionisiert ist, daß die Ionisierung in dem Maße abnimmt, wie wir uns der Erdoberfläche nähern; das Ergebnis hiervon würde sein, daß elektrische Wellen eine gekrümmte Bahn erhalten und die Heavisideschicht außer Wirksamkeit gesetzt wird. Wenn wir im folgenden diese Annahmen benutzen, wollen wir voraussetzen, daß die Atmospäre sich in Ruhe befindet.

Eine der wichtigsten bekannten Tatsachen in betreff der Übermittelung künstlicher Wellen ist der Unterschied zwischen Tag- und Nachtsignalen, den Marconi im Jahre 1902 während einer Fahrt von England nach New York entdeckt hat[1]. Marconi fand, daß in Entfernungen von weniger als 500 Meilen von der Sendestation aus wenig Unterschied zwischen Tag- und Nachtsignalen bestand, daß aber in Entfernungen von 800 Meilen und darüber die Tagsignale nicht lesbar waren, während die Nachtsignale bis zu Entfernungen von 2000 Meilen lesbar waren. Dies beruht möglicherweise auf denselben Ursachen wie die Schwächung der Störungen bei Tage gegenüber denen bei Nacht, höchstwahrscheinlich beruht es aber darauf, daß die ungleich ionisierte Luft nicht imstande ist, die Wellen genügend stark zu krümmen, daß sie sich der Krümmung der Erde anpassen. Es ist somit bei der Erklärung der zuerst von Marconi im Jahre 1902 beobachteten Wirkung des Tageslichtes nur notwendig, anzunehmen, daß die damals gebräuchlichen, verhältnismäßig kurzen Wellen wegen der geringen Krümmung ihrer Bahn in der Atmosphäre zu großen Höhen fortschritten und nicht genügend stark gebrochen wurden, um wieder in merklicher

1) Marconi, Proc. Roy. Soc., Juni 1902.

Menge die Erde zu erreichen. Das wäre wahrscheinlich bei längeren Wellen nicht der Fall gewesen.

Was nun die Nachtsignale anlangt, so werden lange und kurze Wellen durch die untere und die mittlere Atmosphäre geradlinig bis zu großen Höhen fortgepflanzt und an der Heavisideschicht reflektiert; sie steigen dann wieder zur Erde herab, nachdem sie eine verhältnismäßig geringe Absorption erlitten haben. Man kann sich die Sache so vorstellen, als ob die Wellen rings an diesem elektrischen Gewölbe der Atmosphäre entlang kriechen, einigermaßen analog wie der Schall rings an einer Flüstergallerie entlang kriecht; dabei werden die Wellen dann bei ihrem Fortschreiten seitens der Unregelmäßigkeiten in der reflektierenden Fläche reichlich nach unten zerstreut; oder wir können uns, um die Sache anders darzustellen, vorstellen, daß eine Sendestation den Himmel in elektrischem Sinne viele Grad weit unter ihren Horizont hinab „erhellt".

Da bei den angeführten Beobachtungen die Signale bei Tageslicht in 700 Meilen Entfernung vernehmbar waren, wo die Horizontalebene des Senders die Vertikalebene des Beobachters in einer Höhe von etwa 60 Meilen schneidet, so können wir schließen, daß die Bahn der von dem Sender aus in horizontaler Richtung fortschreitenden Strahlung bei Tage nicht höher als 30 Meilen reicht. Es mag an dieser Stelle erwähnt werden, daß Marconi ursprünglich vermutet hat, diese Erscheinung könne auf einer etwaigen entladenden Wirkung des Sonnenlichtes auf die Senderantenne herrühren, und daß J. J. Thomson meinte, sie rühre vielmehr von der Energieabsorption seitens der ionisierten Luft in der unmittelbaren Nachbarschaft der Antenne her. Aber nach jeder dieser beiden Erklärungen müßte der Gegensatz zwischen Tag- und Nachtsignalen bei kurzen Entfernungen derselbe sein wie bei langen, und das ist nicht der Fall.

Die vorstehenden Betrachtungen lassen vermuten, daß es für die Signalgebung auf große Entfernungen eine günstigste Frequenz geben wird. Nun ist die von einem Hertzschen Oszillator ausgehende Strahlung am stärksten in seiner Äquatorialebene, und daher ist die von einer vertikalen geerdeten Antenne ausgehende Strahlung am stärksten in der Horizontalebene der Sendestation. Wir folgern mithin, daß die günstigste Frequenz die ist, bei der unter gegebenen Ionisierungsverhältnissen in der Atmosphäre die Bahn der nahezu horizontal ausgesandten Strahlung in der Nähe der Empfangsstation zur Erdoberfläche zurückkehrt. Marconi hat festgestellt[1]), daß für die

1) Nobelvorlesung, Dezember 1909.

transatlantische Signalgebung eine Wellenlänge von 5000 m fast immer günstiger ist als eine solche von 4000 m, wenngleich, wie er bemerkt, gelegentlich die kleinere Wellenlänge günstiger ist als die größere. Im Zusammenhange hiermit mag darauf hingewiesen werden, daß, wenn man die Übermittelung von Signalen mit einer außerordentlich großen Wellenlänge versuchen würde, die durch die ionische Refraktion bei Tage erzeugte gesamte Krümmung stärker sein könnte als die Krümmung der Erde. Die Folge hiervon würde sein, daß die nahezu horizontale Strahlung in einer verhältnismäßig geringen Entfernung von der Ausstrahlungsstelle auf die Erde herunter gekrümmt werden würde. In diesem Falle würde der Empfang in einiger Entfernung mit einer Strahlung bewerkstelligt werden, die unter beträchtlicher Neigung nach aufwärts ausgesandt worden wäre, und sie würde deshalb mit Schwierigkeiten bewerkstelligt werden. Die Wellenfronten, die an der Empfangsstation ankommen würden, würden gleichfalls beträchtlich vornüber geneigt sein, und die Horizontalkomponente des elektrischen Feldes der Wellen könnte infolgedessen der Größenordnung der Vertikalkomponente nahekommen. In diesem Falle würde eine geneigte Antenne als Empfänger besser sein als eine senkrechte.

In verschiedenen Weltteilen hat man gefunden, daß Stationen, die auf entgegengesetzten Seiten einer Bergkette liegen, bei Nacht miteinander verkehren können, bei Tage dagegen, wenn überhaupt, nur mit großer Schwierigkeit. Das ist besonders dann der Fall, wenn eine kurze Wellenlänge angewandt wird, und ein solches Stationenpaar kann zuweilen einen Verkehr bei Tage dadurch herstellen, daß es eine größere Wellenlänge annimmt. Es ist heutzutage tatsächlich allgemein bekannt, daß man für den Verkehr über hügeliges Gelände bei Tage eine große Wellenlänge — 1000 m oder darüber — anwenden muß. Die Erklärung liegt nach den weiter oben entwickelten Hypothesen auf der Hand. Die Strahlen, die mit einer genügend großen Elevation von einer in der Ebene gelegenen Sendestation ausgehen, schreiten geradlinig durch die untere Atmosphäre und an den Bergspitzen vorbei fort und werden dann, wenn sie die mittlere Atmosphäre erreichen, durch Brechung in der ionisierten Luft nach unten abgelenkt. Kurze Wellen werden viel weniger gebrochen als lange und werden daher nicht so vollständig in die untere Atmosphäre hineingekrümmt wie die langen. Ja, die kurzen Wellen können ganz und gar verloren gehen, während die langen Wellen reichlich abwärts gebeugt werden und auf der abgekehrten Seite der Berge wieder zur

Erde gelangen. Bei Nacht jedoch ist die Ionisierung der mittleren Atmosphäre verschwunden; die Heavisideschicht liegt offen da, und Wellen aller Frequenzen werden wieder zur Erde herab reflektiert. Eine weitere Tatsache, durch welche das Vorhandensein aufwärts gerichteter Bahnen nachdrücklich bestätigt wird, liefern die an den Empfangsstationen in den Alpen gemachten Erfahrungen. Diese Stationen empfangen im allgemeinen Signale aus großen Entfernungen von allen Richtungen her — aus Stationen in allen Teilen Europas und von Schiffen auf dem Atlantischen Ozean —, so daß man gesagt hat, die Alpen zögen Signale an. In der Ebene gelegene Stationen erhalten diese fernen Signale nicht annähernd so häufig. Der Sachverhalt ist der, daß die Hochgebirgsstationen naturgemäß eine viel günstigere Chance haben, in der Bahn der Wellen zu liegen, oder, wie Larmor in einem etwas anderen Zusammenhange angegeben hat, „eine stärkere Strahlungsschicht anzuzapfen".

Marconi hat kürzlich in einer Abendvorlesung in der Royal Institution[1]) die auffallenden Wirkungen des Sonnenaufganges und Sonnenunterganges auf die Stärke der Signale beschrieben, die von jenseits des Atlantischen Ozeans her empfangen werden. Er stellte fest, daß die Intensität der zu Clifden in Irland empfangenen Signale aus Glace Bay in Canada während des Tages ziemlich stetig bleibt, kurz nach Sonnenuntergang in Clifden aber allmählich schwächer wird und in ungefähr 2 Stunden ein Minimum erreicht. Sie fängt alsdann an, zuzunehmen und erreicht schließlich ein Maximum — zuweilen ein sehr hohes — zur Zeit des Sonnenunterganges in Glace Bay. Während der Nacht ist die Stärke der Signale sehr veränderlich; sie bewegt sich nämlich zwischen sehr geringen und sehr hohen Werten. Kurz vor Sonnenaufgang in Clifden werden die Signale stärker und erreichen kurz nach Sonnenaufgang ein hohes Maximum; sie sinken nunmehr auf ein ausgeprägtes Minimum herab, das etwa 2 Stunden später erreicht wird, und kehren dann allmählich auf ihre normale Tagesstärke zurück. Das Verhältnis zwischen der Intensität der Signale während des Dämmerungsmaximums zu ihrer mittleren Intensität während des Tages ist für eine 5000 m lange Welle (Frequenz 60000 in der Sekunde) größer als für eine 7000 m lange (Frequenz 43000 in der Sekunde), und die langwelligen Signale sind tagsüber gleichmäßig stärker als die kurzwelligeren.

Einige dieser Beobachtungstatsachen lassen sich mit Hilfe der

1) 2. Juni 1911.



Hypothese der ionischen Refraktion verstehen. Wir brauchen nur das Prinzip zugrunde zu legen, daß die Gesamtkurve der Bahn der längeren Wellen der Krümmung der Erde näher kommt als jene der kürzeren Wellen, oder mit anderen Worten, daß die Bahn der längeren Wellen bei Tageslicht für die Entfernung zwischen den irischen und den canadischen Stationen besser geeignet ist als die der kürzeren Wellen. Andererseits ist das Minimum, das ungefähr 2 Stunden nach Sonnenuntergang in Clifden auftritt, leicht durch die bereits erörterte Auffassung zu erklären, daß in den Dämmerungsgebieten die Ionenwiedervereinigung Folgen hat, die einem ziemlich undurchlässigen Vorhang gleichkommen, der vom oberen Rande der mittleren Atmosphäre bis zu deren unterem Rande herabhängt. Überdies geht die Sonne 2 Stunden nach Sonnenuntergang in Clifden gerade an einem zwischen den Stationen gelegenen Orte in ungefähr 650 Meilen Entfernung von Glace Bay unter. An diesem Orte geht die Horizontalebene von Glace Bay in einer Höhe von 50—60 Meilen vorüber. Wenn wir nun annehmen, daß die Höhe des Vorhanges aus unregelmäßig ionisierter Luft von der Größenordnung 50 Meilen ist und mithin die Krümmung der von Glace Bay kommenden Strahlen auf ihrem Wege unterhalb dieses Niveaus in keiner Weise gestattet, so sehen wir, daß die nach Clifden gesandten Signale dann am schwächsten sind, wenn der Vorhang den Horizont der Sendestation erreicht. Wenn wir andererseits die Wahrscheinlichkeit berücksichtigen, daß die Strahlen auch im unteren Teile der mittleren Atmosphäre beträchtlich gekrümmte Bahnen verfolgen, so müssen wir die Ergebnisse Marconis als Zeichen dafür auffassen, daß der Ionenvorhang in Wirklichkeit bis zu viel tieferen Atmosphärenschichten als 50 Meilen herabreicht. Alle diese Betrachtungen gelten mutatis mutandis für das Minimum am Morgen, das durch den zwischen den Stationen hindurchgehenden Sonnenaufgangsgürtel hervorgerufen wird.

Was den weiteren aus den Mitteilungen Marconis angeführten Punkt anbetrifft, nämlich das starke Maximum der Signale zu Clifden um Sonnenuntergang in Glace Bay herum und vor Sonnenaufgang in Clifden, so ist die Schwierigkeit, hierfür eine Erklärung zu finden, größer. Es würde scheinen, daß die ungleichmäßige Ionisation, die der Dämmerung überall in der Atmosphäre folgt, einigermaßen regelmäßige Reflexion zur Folge haben kann, so daß sie, wenn sie über und hinter der Sendestation vorübergeht, aufhört, ein Hindernis für die Signalgebung zu sein und zu einer Förderung für diese wird. Diese Auffassung enthält nichts, was von Grund aus unzulässig wäre. Aber

wie beobachtet worden ist, ist der Reflexionsvorgang bei kurzen Wellen besser als bei langen; vielleicht läßt sich dies bis zu einem gewissen Grade durch die folgenden Betrachtungen erklären. Zunächst wissen wir auf Grund allgemeiner elektromagnetischer Prinzipien, daß, wenn eine Welle Schichten mit wechselndem Brechungsindex schneidet, eine reflektierte Welle sich nach rückwärts fortpflanzt, und daß diese reflektierte Welle um so intensiver ist, je größer die Änderung des Brechungsindex ist. Zweitens wollen wir annehmen, daß die Flächen gleicher Ionisation vom Tagesniveau zum Nachtniveau in einer langen Böschung ansteigen, die sich vielleicht 100 Meilen weit in ostwestlicher Richtung durch den Dämmerungsgürtel erstreckt und naturgemäß reichlich durch Unregelmäßigkeiten im Wechsel des Ionisations-

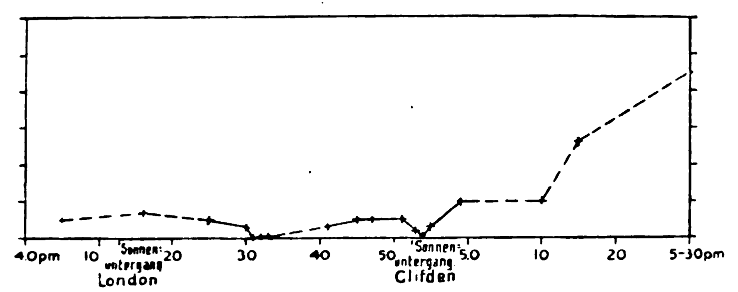


Fig. 7. Intensität der London erreichenden Signale aus Clifden, 12. Januar 1912.

grades unterbrochen wird. Wegen des unterbrochenen Charakters des Gürtels wird die Reflexion seitens der geneigten Flächen unregelmäßig sein. Sie wird aber für die stärker brechbare Strahlung unregelmäßiger sein, d. h. sie wird für Wellen geringer Frequenz unregelmäßiger sein als für solche hoher Frequenz. Vielleicht läßt sich hiermit die Tatsache in Zusammenhang bringen, daß die Absorption durch Reibung, welche die längere Welle erfährt, größer ist als jene, welche die kürzere Welle erleidet.

Die soeben erörterten Erscheinungen sind bis zu einem gewissen Grade auf verhältnismäßig kurze Strecken wahrnehmbar. Die nachstehenden Kurven sind auf Grund von Beobachtungen über die Intensität von Signalen gezeichnet worden, die von Clifden ausgingen und in meinem Laboratorium in London gehört wurden, und zwar wurden die Messungen in der Weise ausgeführt, daß die Intensität der von Clifden kommenden Signale gegen die veränderliche Intensität an Ort

und Stelle erzeugter Signale von ungefähr derselben akustischen Schwingungszahl abgeglichen wurde. In den Kurven sind die Intensitäten in willkürlichen Einheiten als Ordinaten und die Zeiten der Messung als Abszissen eingetragen. Die Beobachtungen mußten sozusagen in den Augenblicken erhascht werden, wo die Station gerade

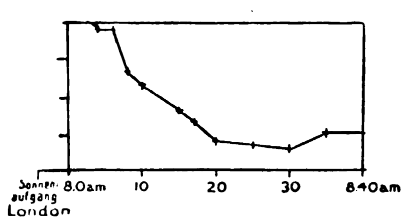


Fig. 8. Intensität der Signale, 25. Januar 1912.

eine Nachricht absandte, und die Beobachtungspunkte sind daher häufig ziemlich unregelmäßig verteilt. Fig. 7 zeigt zwei bemerkenswerte Minima, die vermutlich durch die Anwesenheit des Ionenvorhanges zwischen den Stationen hervorgerufen werden. Von diesen beiden Minimis ist das eine, das am häufigsten auftritt — die Erscheinungen sind von einem Tage zum andern sehr verschieden — das, welches

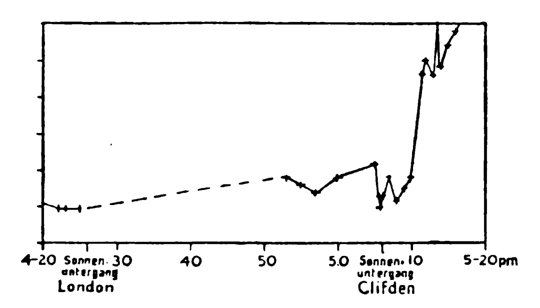


Fig. 9. Intensität der Signale, 20. Januar 1912

erscheint, wenn die Sonne gerade an einem ungefähr mitten zwischen den Stationen liegenden Orte untergeht. Das Minimum ist in der in Fig. 8 abgebildeten bei Sonnenaufgang aufgenommenen Kurve sehr schön ausgeprägt. Die Reflexionen, die einen so hervortretenden Zug der Marconischen Beobachtungen auf große Entfernungen bilden, sind nach meiner Erfahrung auf kurze Strecken nicht annähernd so deutlich. Fig. 9 zeigt aber einen Fall, in dem die Änderungen bald nach

Sonnenuntergang in Clifden sehr deutlich waren. Die Kurve wird indessen den Erscheinungen nicht vollauf gerecht. In Wirklichkeit erfolgten die hauptsächlichen Änderungen so schnell und waren so groß, daß nicht Zeit genug war, sie zu messen; tatsächlich sind die Änderungen der Intensität zuweilen überraschend stark und schnell.

Wie man bemerken wird, zeigen sämtliche Kurven einen großen Unterschied zwischen der Stärke der Nachtsignale und jener der Tagsignale, obschon die Entfernung nur 440 Meilen beträgt. Dennoch wissen wir, daß dieselben Signale in Glace Bay bei Tage ebenso stark zu hören sind wie bei Nacht. Wir vermuten daher, daß die Tagesbahn der Strahlung hoch über solche Orte hinwegführt, die verhältnismäßig nahe an der Sendestation gelegen sind, und daß sie, nachdem sie die Krümmung der Erde überholt hat, in der größeren Entfernung wieder herabsteigt. Es empfiehlt sich, hier daran zu erinnern, daß Marconi bei seinen neueren Versuchen über die Aufnahme von Signalen aus Clifden in Entfernungen bis zu 6000 Meilen gefunden hat, daß die Signale nur bei Nacht in größeren Entfernungen als 4000 Meilen zu lesen waren; das ist anscheinend ein Zeichen dafür, daß die Bahnen der Strahlen bei Tage derartige sind, daß sie innerhalb der genannten Entfernung praktisch die ganze unter allen Elevationswinkeln von der Antenne ausgehende Strahlung wieder herabbringen.

Ich möchte dem Government Grant Comitee of the Royal Society verbindlichst für die mir gewährte Beihilfe zu den in der vorliegenden Mitteilung beschriebenen Beobachtungen danken.

(Nach Proc. Roy. Soc. (A) **87**, 79—99, 1912 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 11. Oktober 1912.)

Adresse des Autors: 26 Ridgmount Gardens, Gower Street, London W.C., England.

Brechung in der Atmosphäre bei der drahtlosen Telegraphie.

(Atmospheric Refraction in Wireless Telegraphy.)

Von **W. H. Eccles.**[1])

Die Mathematiker, welche auf diesem Gebiete gearbeitet haben, scheinen darüber einig zu sein, daß Signale der drahtlosen Telegraphie sich mit Hilfe der Beugung nicht über ein Viertel des Umfanges der Erdkugel übermitteln lassen. Nach einigen zahlenmäßigen Ergebnissen von J. W. Nicholson würde eine mit mehr als einer Million Kilowatt betriebene Station erforderlich sein, um mit Buenos Ayres zu verkehren, falls man nur die Beugung benutzen würde. Alle diese Berechnungen sind unter der Voraussetzung angestellt worden, daß die Erde ein vollkommener Elektrizitätsleiter ist, und daß das sie umgebende Medium elektrisch homogen ist. Aber diese Bedingungen sind keineswegs erfüllt, und es ist die Vermutung ausgesprochen worden, daß die Übermittelung von Signalen auf große Entfernungen von Erfolg begleitet sei, weil entweder die Erde kein vollkommener Leiter sei, oder weil die Luft kein vollkommenes Dielektrikum sei.

Sommerfeld hat gezeigt, daß die Grenzbedingungen zwischen einem homogenen Dielektrikum und einem flachen unvollkommenen Leiter in seinen Gleichungen zu einem Gliede führten, das man als das Symbol einer Oberflächenwelle ansehen kann, die einen Teil des ganzen sich fortpflanzenden Systems bildet. Wenn dieses Oberflächenglied bei der kugelförmigen Erde irgendwie bedeutend wäre, könnte es uns zum Verständnis der Signalfortpflanzung verhelfen. Als jedoch March[2]) dieselben Methoden auf die unvollkommen leitende Kugel anwandte, zeigte sich, daß die Wirkungen in einiger Entfernung von derselben Größenordnung waren wie die aus der Theorie der Beugung über einer vollkommen leitenden Kugel abgeleiteten.

Die andere Möglichkeit, daß nämlich das elektrisch heterogene Verhalten der Atmosphäre die Fortpflanzung begünstige, ist von mir[3]) ausgesprochen worden. Die Atmosphäre ist stets und überall in ge-

1) Vorgetragen in der Abteilung G der Britisch Association for the Advancement of Science am 16. September 1913.

2) Ann. d. Phys. (4) 37.

3) Proc. Roy. Soc. (A) 87, Juni 1912.

wissem Grade ionisiert, und zwar ist sie ziemlich sicher in hohen Lagen stärker ionisiert als in niedrigen. Vor einigen Jahren hat Heaviside nachgewiesen, daß, wenn irgendwo in hohen Lagen plötzlich eine starke Ionisierung einsetzt, daß dann die betreffende Schicht wie eine reflektierende Hülle wirken und die Fortpflanzung von Wellen bis zu den Antipoden ermöglichen wird. Zur Nachtzeit können Signale, unabhängig von ihrer Wellenlänge, beträchtliche Strecken durchwandern, und dieser Umstand läßt eher auf eine Reflexion schließen als auf eine Brechung; bei Tage wandern Signale mit großer Wellenlänge am weitesten, und das läßt eine Brechung vermuten. Die von mir eingeführte Hypothese, welche dies zu erklären versucht, beruht auf der Annahme, daß die Strahlen der Sonne die Atmosphäre in der Weise ionisieren, daß die Ionenkonzentration allmählich zunimmt, wenn man in der Atmosphäre emporsteigt. In diesem Falle wird beispielsweise ein horizontal ausgehender Strahl eine gekrümmte Bahn verfolgen, deren konkave Seite der Erde zugekehrt ist, und ein elektrischer Strahl kann mithin, falls die Ionisation stark genug ist, der Erdkrümmung folgen und sie überholen.

Das grundlegende Theorem ist, daß die Geschwindigkeit elektrischer Wellen in einem Gase durch das Vorhandensein von Ionen mit molekularen Abmessungen in dem Gase gesteigert wird.[1]) Die Geschwindigkeit langer elektromagnetischer Wellen wird mithin in einem ionisierten Medium die Lichtgeschwindigkeit übertreffen. Da dies schwer glaublich scheint, gebe ich folgende rohe physikalische Erklärung: Wir betrachten ein Molekül, das eine elektrische Ladung trägt, im elektrischen Felde Z der Wellen; dieses Molekül erfährt eine wechselnde mechanische Kraft, von der es hin und her getrieben wird. Wenn Z klein ist, so ist die Richtung der Bewegung die Richtung von Z. Die Bewegung der Ladung bildet einen elektrischen Konvektionsstrom, den wir als einen der Ladung und der Geschwindigkeit proportionalen Verschiebungsstrom ansehen können. Nun ist die durch die Kraft erzeugte Geschwindigkeit um nahezu 90 Grad in Phase gegen die Kraft verzögert. Das wird aus der analogen Tatsache ersichtlich, daß der in einer Drosselspule durch eine Wechselspule erzeugte Strom um nahezu 90 Grad gegen die Spannung verzögert ist. Der eigentliche Verschiebungsstrom in einem von geladenen Molekülen freien Dielektrikum ist aber proportional $\varkappa\, dZ/dt$, wo $\varkappa$ die Durchlässigkeit und t die Zeit ist. Auf Grund der Analogie mit

1) Eccles, a. a. O. und J. Salpeter, Phys. Ztschr. **14**, 201, 1913.

dem durch eine Wechselstromspannung in einem Kondensator erzeugten Strom sehen wir, daß dieser eigentliche Verschiebungsstrom um ungefähr 90 Grad in Phase vor der Spannung vorauseilt. Somit ist der von den Ionen herrührende Verschiebungsstrom dem von $\varkappa$ herrührenden entgegengesetzt; d. h., die Ionen rufen in Wirklichkeit eine Verringerung von $\varkappa$ hervor. Diese schließt eine Geschwindigkeitszunahme der Wellen in sich. Die Größe dieser Zunahme hängt sowohl von der Amplitude der Bewegung der Moleküle als auch von der Phase ab.

Das mathematische Gesetz, nach welchem die Ionisation zunimmt, wenn wir in der von der Sonne bestrahlten Luft aufwärts steigen, ist völlig unbekannt. Nichtsdestoweniger ist es von Interesse, die Bahn von Strahlen in einer Atmosphäre zu untersuchen, die einem angenommenen Gesetze gehorcht. Das Problem der Strahlen in einem Medium, das in konzentrischen Kugelachsen mit kontinuierlich veränderlichem Brechungsindex angeordnet ist, dieses Problem ist in der Optik ein ganz vertrautes. Ist μ der Brechungsindex an irgendeinem Punkte P auf der Bahn in einer Entfernung r vom Mittelpunkte der Kugel, und ist p das vom Mittelpunkte O auf die Tangente zur Bahn im Punkte P gefällte Lot, so liefert uns das Sinusgesetz der Brechung die Gleichung

$$\mu p = \text{konst.}$$

Die Konstante ist $\mu_0 p_0$, wenn sich diese Symbole auf den Ausgangspunkt A des Strahles an der Erdoberfläche beziehen. Es bezeichne θ den Winkel POA; dann wird die vorstehende Gleichung:

$$d\theta = \frac{\mu_0 p_0 \, dr}{r\sqrt{\mu^2 r^2 - \mu_0^2 p_0^2}}$$

Wenn μ nur von r abhängt und eine Funktion aus einer begrenzten Anzahl Funktionen von r ist, können wir θ durch Elementarintegrale als Funktion von r ausdrücken.

Als einfaches Beispiel wollen wir annehmen, daß für Entfernungen, die sich bis auf ein paar hundert (englische) Meilen von der Erdoberfläche erstrecken, $\mu = a/r^{n+1}$ ist. Es sei R der Halbmesser der Erde und ζ der Zenithwinkel eines von irgendeinem Punkte A der Erdoberfläche ausgehenden Strahles. Dann ergibt die Integration für die Polargleichung des Strahles:

$$r^n \sin \zeta = R_n \sin (n\theta + \zeta)$$

und der Strahl erreicht die Erde wieder in einem Punkte, der durch



$$\theta = (\pi - 2\zeta)/n$$

gegeben ist. Wenn wir die Bahnen zweier aufeinanderfolgender Strahlen in einer Ebene verfolgen, können wir die Dichte des Energieflusses durch das Medium an einem beliebigen Punkte der Bahn mit jener in einem Normalabstande von der Strahlungsquelle vergleichen. Die Punkte, die für uns von Interesse sind, liegen auf der Oberfläche der Erde. Nehmen wir zwei aufeinanderfolgende Strahlen unter dem Winkel ζ, so ist das Flächenelement, das auf der Einheitskugel ausgeschnitten wird, wenn sich die Strahlen um die Vertikale drehen, $2\pi \sin \zeta \, d\zeta$, und das auf der orthotomischen Fläche im Punkte (R, θ) ausgeschnittene Stück ist $2\pi R \sin\theta \sin\zeta \, dz$. Es sei W_1 die Dichte des Energieflusses im Abstande Eins, wenn $\zeta = \frac{\pi}{2}$ ist. Dann ist nach den Hertzschen Gleichungen für das Feld eines Strahlers die Fluxdichte unter einem beliebigen Winkel ζ gleich $W_1 \sin^2\zeta$. Mithin ist, wenn keine Verluste durch Absorption in dem Medium stattfinden,

$$W_1 \sin^2\zeta \cdot 2\pi \sin\zeta(-d\zeta) = W \cdot 2\pi R \sin\theta \sin\zeta \, dz$$

wo W die Dichte des Energieflusses an einem beliebigen Punkte der Bahn ist. In der Nähe der Erdoberfläche erhalten wir aus geometrischen Gründen:

$$\frac{d\zeta}{dz} = \frac{\operatorname{tang}\zeta}{R} \frac{d\zeta}{d\theta}$$

Es ist daher:

$$\frac{W}{W_1} = -\frac{\sin^3\zeta}{R^2 \sin\theta \cos\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{d\theta} = \frac{n}{2R^2} \cdot \frac{\cos^3 \frac{1}{2} n\theta}{\sin\theta \sin \frac{1}{2} n\theta}$$

Die Wellenfronten in der Nähe der Empfangsstation bilden mit der Horizontalen dort einen Winkel ζ, und daher absorbiert eine vertikale Antenne per Längeneinheit Energie in einem Maße proportional $W \sin^2\zeta$. [Eine horizontale Antenne würde im Verhältnis $W \cos^2\zeta$ absorbieren.] Mithin läßt sich das Maß für die Energieabsorption schreiben als:

$$W = \frac{n W_1}{2R} \frac{\cos^5 \frac{1}{2} n\theta}{\sin\theta \sin \frac{1}{2} n\theta}$$

wo wir uns W und W_1 in Watt gemessen denken können. Wir wollen $n = 2{,}6$ annehmen [was auf Grund anderer Erwägungen einer Wellenlänge von 5,4 km entspricht] und den Vergleichsabstand zu 520 (eng-



lischen) Meilen[1]), was $\theta = 7^1/_2{}^0$ entspricht. Dann stehen die Werte von W in Entfernungen, die $7^1/_2$, 15 und 30^0 entsprechen, zueinander im Verhältnis

$$1 : 0{,}103 : 0{,}0107$$

Das können wir mit den Ergebnissen der von Austin und Cohen[2]) angegebenen Formel vergleichen, die wir als

$$W = W_1 \left(\frac{s_1}{s}\right)^2 \Big/ exp \left(\frac{2a(s - s_1)}{\sqrt{\lambda}}\right)$$

schreiben können, wo s die längs der Erdoberfläche gemessene Entfernung vom Sender bis zu einem bewegten Empfänger und s_1 die Entfernung bis zu einem feststehenden Empfänger im Vergleichsabstande bezeichnen.

Austin und Cohen geben den Wert von a zu 0,0015 an, wobei die Entfernung in Kilometern gemessen ist. Für $\lambda = 5{,}4$ km wird das Verhältnis für die absorbierten Energiemengen:

$$1 : 0{,}087 : 0{,}0028$$

Dieses Verhältnis weicht sehr beträchtlich von dem oben errechneten ab. Aber offenbar stellt das für die Änderung von μ mit r angenommene Gesetz den wahrscheinlichen Sachverhalt in der Atmosphäre nur sehr roh dar. Außerdem haben wir die Absorption als Null angenommen.

Ein einleuchtenderes Gesetz für den Zusammenhang zwischen μ und r wird durch die Gleichung

$$\mu^2 = \mu_0{}^2 \frac{R^2 + 2Rz - az^2}{(R + z)^2}$$

gegeben, wo $z = r - R$, und mithin die Höhe über der Erdoberfläche, ist, und wo a eine positive Konstante ist, die von der Wellenlänge abhängt. Nach diesem Gesetz nimmt der Brechungsindex in der Nähe der Erdoberfläche sehr langsam und später immer rascher ab, bis in einer gewissen Höhe μ verschwindet, oder die Luft ein vollkommener Leiter wird. Die Lösung ist zu umständlich, um hier wiedergegeben zu werden, aber die Reichweite eines Strahles nimmt auf

1) 1 engl. Meile = 1,6 km (D. Übers.)

2) Bull. Bur. of Stand. 1911, Nr. 3 und J. L. Hogan, Electrician, 8. Aug. 1913.

$$\theta = \frac{\sin \zeta}{\sqrt{1 + a + \sin^2 \zeta}} \left(\pi + 2 \sin^{-1} \frac{\sin^2 \zeta}{\sqrt{1 + a \cos^2 \zeta}} \right)$$

ab. Die charakteristische Eigentümlichkeit der Bahnen besteht bei diesem Gesetz darin, daß der horizontal ausgehende Strahl die größte Reichweite hat. Die Scheitel von Strahlen, die unter zunehmender Elevation ausgehen, liegen in abnehmenden Entfernungen. Diese Kreuzung der Strahlen führt zur Bildung von Brennflächen und rohen Brennpunkten, die in der Geschichte der drahtlosen Telegraphie niemals beobachtet worden sind. Um die Energiedichte an irgendeinem Punkte zu schätzen, muß man notwendig die Reflexionen der Strahlen mit hoher Elevation und kurzer Bahn an der Erde (oder dem Meere) berücksichtigen, und das ist eine sehr mühsame Arbeit. Diese charakteristischen Eigentümlichkeiten der Strahlen zeigen sich wahrscheinlich in allen Fällen, wo angenommen wird, daß die oberen Schichten stark leitend werden. Eher dürfen wir hoffen, Berechnungen zu erhalten, die mit der Erfahrung übereinstimmen werden, wenn wir für die Änderung des Brechungsindex ein Gesetz annehmen, das besser mit der Schusterschen Auffassung vom elektrischen Zustand der Atmosphäre in Einklang steht, wie er sie zur Erklärung der täglichen Änderungen des Erdmagnetismus nötig gefunden hat. Ich bin deshalb dabei, einen Fall durchzuarbeiten, bei dem der Brechungsindex mit zunehmender Höhe über der Erde zunächst abnimmt und sich dann asymptotisch einem dem Leitvermögen des Weltenraumes entsprechenden Grenzwerte nähert. Es mag nebenher erwähnt werden, daß, wenn der Weltenraum in gewissem Grade leitend ist, wie Schuster annimmt, daß dann lange elektrische Wellen rascher als Lichtwellen von der Sonne zur Erde wandern müssen.

Zum Schlusse dieses Berichtes über das einfachste Verfahren, das Problem der Brechung elektrischer Wellen um die Erde anzugreifen, empfiehlt es sich, auf einen Gegenstand hinzuweisen, der im Hinblick auf die Austin-Cohensche empirische Formel eine gewisse theoretische Bedeutung besitzt. Diese Formel ist von der Gestalt

$$w \sim \frac{1}{s^2} e^{-As}$$

wo w die von einem Empfänger im Bogenabstand s absorbierte Energie und A eine (von der Wellenlänge abhängige) Konstante ist, und ist daher anscheinend von mancher Seite so gedeutet worden, als besage

sie, daß sich die Energie um die Erde nach dem Gesetz der umgekehrten Quadrate ausbreitet und durch Absorption von der in der Optik gewöhnlichen Art beeinträchtigt wird, wie es die Exponentialfunktion angibt. Es ist aber zum mindesten sehr unwahrscheinlich, daß beim Fehlen einer Absorption Wellen, die rund um den Erdball kriechen, ein Gesetz umgekehrter Quadrate befolgen werden, und wir nehmen daher an, daß die Gestalt, welche die Formel angenommen hat, in der Hauptsache eine zufällige ist, wie es so oft bei empirischen Formeln vorkommt. Die oben mitgeteilten Rechnungen deuten darauf hin, daß, wenn wir ein geeignetes mathematisches Gesetz für die Änderung des Brechungsexponenten angeben könnten, der Intensitätsabfall der Signale mit der Entfernung sich zahlenmäßig ohne jegliche Absorption würde erklären lassen. Wir müssen indessen nach einer etwas weniger extremen Erklärung suchen, denn Formeln, die man für die Absorption in stark ionisierter Luft abgeleitet hat[1]), beweisen, daß bei den Strahlen, welche die höheren Schichten der Atmosphäre durchlaufen, eine gewisse Absorption zu erwarten ist.

(Nach einem Sonderabdruck aus „The Electrician" vom 19. September 1913 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Eccles, a. a. O. und O. J. Lodge, Phil. Mag., Juni 1913.

(Eingesandt 19. September 1913.)

Adresse des Autors: 26 Ridgmount Gardens, Gower Street, London W.C., England.

Die Tätigkeit der Kommission für Radiotelegraphie der British Association.

(The Work of the Radiotelegraphic Committee of the British Association.)

Von **W. Eccles.**

Auf der Tagung der British Association zu Dundee[1]) im September 1912 eröffnete Herr Professor Fleming eine Diskussion über die ungelösten Fragen der drahtlosen Telegraphie, an der sich eine Anzahl anderer Forscher auf dem Gebiete der Radiotelegraphie beteiligten. Herr Fleming wies darauf hin, daß für die British Association die Zeit gekommen sei, einige der Fragen in die Hand zu nehmen, die erörtert werden müßten. Die Association nahm die Anregung sofort auf und bildete die jetzige Kommission, bestehend aus den Herren: S.G. Brown, C. Chree, W. Eccles (Ehrenschriftführer), A.S. Eddington, J. Erskine-Murray, J. A. Fleming, G. W. O. Howe, Sir Oliver Lodge (Vorsitzendem), H. M. Macdonald, Sir Henry Norman, H. Riall Sankey, A. Schuster, W. N. Shaw, S. P. Thompson.

Das Gebiet der Fragen, die sich in der drahtlosen Telegraphie der wissenschaftlichen Forschung darbieten, ist sehr umfangreich, und nach Erwägung der verschiedenen Möglichkeiten entschied sich die Kommission dahin, daß ihre beste Taktik im Anfangsstadium ihrer Arbeiten darin bestehen würde, ihre Bestrebungen auf die Erforschung solcher Probleme zu richten, die von einzelnen Forschern oder einzelnen Gesellschaften nicht leicht oder kaum in Angriff genommen werden können. Hierzu können wir ohne weiteres solche Fragen rechnen, wie die Wirkung des Tageslichtes und der Dunkelheit auf die Signalgebung über große Entfernungen, die Gesetze der Fortpflanzung elektrischer Wellen über Wasser und über Land und um die Krümmung der Erde herum, sowie die ganze große Frage nach dem Wesen und dem Ursprung der Störungen, die als „Irrgänger" oder „atmosphärische Störungen" bekannt sind. Das sind lauter Gegenstände von wissenschaftlichem Interesse, im Gegensatz zum rein technischen oder Verkehrsinteresse, und die einschlägigen Untersuchungen versprechen, nicht nur unsere Kenntnis der Vorgänge zu erweitern, denen wir in der Praxis der drahtlosen Telegraphie begegnen, sondern auch unsere Kenntnis gewisser Zweige der Geophysik. Die Taktik, die Forschung

1) Vgl. Referat von Dr. Esau S. 339 des vorliegenden Heftes.



auf den genannten Gebieten zu fördern, können wir daher als durchaus im Einklang mit den Zielen und den Überlieferungen der British Association stehend ansehen.

Indem die Kommission daranging, ein Schema für die Untersuchungen aufzustellen, das mit dieser Taktik in Einklang stände, mußte sie sich verschiedene Punkte klar vor Augen halten. In erster Linie erfordern die vorgenannten Untersuchungen über die Vorgänge bei der Übermittelung auf große Entfernungen oder die universellen Vorgänge, wenn sie in großem Maßstabe ausgeführt werden sollen, sehr viele weit verstreute Beobachter, Experimentatoren und Einrichtungen. Zweitens sind Laboratorien, die verfeinerte Apparate für radiotelegraphische Messungen besitzen, nicht sehr häufig, und finanzielle Gründe verhindern die Kommission, derartige Laboratorien einzurichten. Drittens ist die Messung der geringen Ströme, die in den Empfangsapparaten der Stationen für drahtlose Telegraphie fließen, nicht immer leicht, und daher würden für streng quantitative Arbeiten Zeit und Geld für die Konstruktion und die Ausarbeitung verbesserter Instrumente und Methoden aufzuwenden sein. Aus diesen Erwägungen heraus sah sich die Kommission veranlaßt, die Ausführung solcher Beobachtungen zu organisieren, die mittels der gewöhnlichen Anlage auf jeder beliebigen Station für die Zwecke des Verkehrs oder der Forschung ausführbar sind, und zwar in der Hauptsache durch die freiwillige Arbeit solcher Telegraphisten und Amateure, die in den Kunstgriffen des physikalischen Laboratoriums nicht besonders geschult sind. Überdies mußte das Arbeitsschema, wollte man sich die Gunst der maßgebenden Faktoren erwerben, die über Stationen verfügen und Telegraphisten beschäftigen, die Bedingung erfüllen, die eigentliche Tätigkeit der Stationen möglichst wenig zu stören.

Schließlich entschied sich die Kommission im Juni 1913 für ein Arbeitsschema, das inzwischen durchgearbeitet worden ist. Wir beschreiben es am besten dadurch, daß wir die Formulare, die Erläuterungen und die ausführlichen Anweisungen zum Abdruck bringen, die an die Beobachter verabfolgt werden. Bei der Abfassung dieser Drucksachen hat die Kommission hauptsächlich die Bedürfnisse des englischen Telegraphisten auf See im Auge gehabt. Es wurden vier Arten von Formularen entworfen. Die den Formularen beigegebenen Erläuterungen zeigen zur Genüge, auf welche Fragen die Statistik Licht werfen könnte.

British Association for the Advancement of Science.

COMMITTEE FOR RADIOTELEGRAPHIC INVESTIGATION.

Chairman: Sir Oliver Lodge, LL.D., F.R.S.

Hon. Secretary: W. Eccles, D.Sc.

Observers are asked to give the Committee the Benefit of their Experience and Facilities for Observation by making Records on the Accompanying Forms.

EXPLANATORY REMARKS CONCERNING FORM I.

STRAYS.

Three kinds of strays (X's) are commonly heard during the telephonic reception of signals. One is a more or less prolonged rattling or grinding noise ("grinders"); another kind consists of sharp isolated knocks ("clicks"); and a third consists of a buzzing or frying noise ("hum" or "sizzle"), and is often heard during a white squall.

Form 1 is designed for the collection of statistics concerning these different kinds of strays.

A separate sheet should be used for each day's observations, but it is not expected that every section will be filled each day. Even if a sheet be only partly filled on one date, another should be used for recording observations made on another date.

11 a.m. and 11 p.m.

The first section is for recording observations made at 11 a.m. and 11 p.m., Greenwich Mean Time. If accurate information can be obtained of X's occurring about these times all over the world, it may be possible to discover, for example, if there are any areas over which X's tend to occur simultaneously. Since the character and number of X's received will differ greatly with the wave-length to which the receiving apparatus is adjusted, observations on two wave-lengths (about 600 metres and about 2,000 metres) are asked for; observers possessing the necessary apparatus may add records made with about 5,000 metres wave-length.

X Storms.

The second section is to be used when strays are unusually loud or numerous. Here, again, observations should be made separately with the receiving apparatus tuned to 600 metres and to 2,000 metres (and, if possible, to 5,000 metres), the observations at each wave-length being recorded on a separate line. If the time of the storm's beginning and ending can be decided accurately to a quarter of an hour, it may be possible to settle whether any of these storms are due to causes outside the earth and its atmosphere. The record of the weather at the time is important, and the presence of squalls, or lightning, or thunder, or auroræ should be specially noted.

X's at Twilight.

The third section is for observations at sunrise and sunset. The strays heard in daylight are normally weaker than those heard during the hours of darkness. The change from one condition to the other is often rather sudden, and it is desirable to ascertain the connection between this change and the time of sunrise or sunset at various places on the globe. The apparatus should be adjusted to the greatest wave-length possible, since the change is then most noticeable. The observations must extend 15 minutes on each side of the time of change, and at sea it will be desirable to get from the bridge the time when the sun is on the horizon to within 5 minutes.

When strays are very numerous they may often be thinned out for counting by loosening the coupling between the antenna and its secondary circuit; but, if possible, a standard adjustment of the coupling should be decided upon and adhered to.

The figures mentioned above as desirable wave-lengths are merely suggestions; the Committee will be grateful for statistics obtained on any wave-lengths whatever.

General Note. — Special reports will be welcomed by the Committee. They should be written on the back of the form immediately behind the table dealing with the corresponding subject, so that the report will not be divided when the sheet is cut up into its constituent sections for classification. For example, any coincidence between the beginning and end of a "freak" period with the beginning and end of an auroral display should be mentioned at the back of the second table under "Signals".

[*Detailed Instructions will be found at the back of this Pad.*]

FORM I. — OBSERVATIONS ON STRAYS.

DETAILED INSTRUCTIONS.

WEATHER TABLES.

C refers to the kind of cloud visible. — Enter.

- *Cirrus* or *Curl cloud* is light, fleecy, high cloud ("mackerel sky", "mares' tails", &c.) ... ... *a*
- *Cumulus* is massy, woolly cloud in rounded shapes ... *b*
- *Stratus* is layered cloud ... ... *c*
- *Nimbus* is low, dark cloud from which rain is falling *d*

or two of these letters.

F refers to the fraction of the sky covered by cloud ... ... *0* to *10*
If no cloud enter 0, if sky wholly covered enter 10.

B.Q. indicates the brightest quarter ... ... *1* to *8*
NE = 1, E = 2, SE = 3, S = 4, SW = 5, W = 6, NW = 7, N = 8.

W wind; *d* and *f* refer to its direction and force (information from bridge).

Express direction by numerals as for B.Q. ... ... *1* to *8*

Express force of wind by the following scale:—

	Miles per hour.		Miles per hour.	
0 Calm	(Less than 1)	7 Moderate gale	(32 to 38)	*0* to *12*
1 Light air	(1 to 3)	8 Fresh gale	(39 „ 46)	
2 Light breeze	(4 „ 7)	9 Strong gale	(47 „ 54)	
3 Gentle breeze	(8 „ 12)	10 Whole gale	(55 „ 63)	
4 Moderate breeze	(13 „ 18)	11 Storm	(64 „ 75)	
5 Fresh breeze	(19 „ 24)	12 Hurricane	above 75	
6 Strong breeze	(25 „ 31)			

(The numbers refer to the mean velocity, not to the velocity of gusts.)

B refers to barometric height. State height, and whether the barometer has risen or fallen since last entry in ship's log ... ... — *Height* and *r* or *f*

T refers to the thermometer. State temperatures of air and sea, and whether they have risen or fallen since last entry in log ... ... — *Temperature* and *r* or *f*

P State whether there is rain = *r*, snow = *s*, hail = *h*, fog = *f*, lightning = *l*, thunder = *t*, dry weather = *d*, auroral display = *a*. Capital letters will mean great intensity—*e.g.*, R = heavy rain ... ... — *Small letter* or *Capital.*

SCALE OF SIGNAL STRENGTH.

						Enter
1, 2, 3, 4	Weak	5, 6, 7, 8	Medium	9, 10, 11, 12	Strong	*1* to *12*

STRAY TABLES.

11 a.m. and 11 p.m.

First Table. — Near 11 a.m. (Greenwich Mean Time) tune apparatus to about 600 metres and enter observations on first line; then tune to about 2,000 metres, and enter observations on second line; then, if possible, tune to about 5,000 metres and enter observations on third line.

Near 11 p.m. (Greenwich Mean Time) repeat the above procedure.

To get frequency count strays (grinders and clicks separately) however faint heard in one minute, or, if convenient, count strays heard in several minutes, divide by number of minutes and enter *av* = ... Average strength is to be expressed by the Scale of Strengths above. In the first column enter G.M.T. of beginning of the counted minute; in the second column the L.M.T.

X Storms.

Second Table. — Tune apparatus to about 600 metres and enter observations in first line; then to about 2,000 metres and enter in second line, and so on. Repeat later when conditions appear to have changed.

Enter under frequency: *c* for continuous; *m* for many; *f* for few; *n* for none.

The table is intended for a single storm of long duration or for two shorter storms; enter G.M.T. of beginning and end below the table. If several distinct X storms occur on the same date, and if there is not room on the sheet, take a separate sheet.

X's at Twilight.

Third Table. — *Sunrise.* — At head of table enter longitude and latitude and G.M.T. of sunrise (from the bridge).

At about 15 minutes before probable time of change count all the audible grinders and clicks in a minute; enter this number at bottom of first column and enter above it G.M.T. of the beginning of the count. Repeat at about 10 minutes before time of change, entering in second column; and again at about 5 minutes before and again at time of change. Repeat at 5 minutes, 10 minutes and 15 minutes after time of change. The intervals between the counts need not be perfectly regular. Fill Weather Table. *Sunset* observations follow the same course. Ignore hum or sizzle unless remarkable.

Note. — The figures mentioned above as desirable wavelengths are merely suggestions; the Committee will be grateful for statistics obtained on any wavelengths whatever.

Observers at fixed stations need not enter longitude and latitude, or other information concerned with moving stations, and should enter Standard Time in spaces for L.M.T.

FORM I.

OBSERVATIONS ON STRAYS (X's).

Day of Week................................ Name of Station or Ship and Line Approx. long.................lat.................at local noon.

.... Ship's Course and Speed...

Date .... Signature of Observer..

Frequency means number per minute. Tune to a short wave and a long wave in turn, and also to a very long wave, if possible. During X-storms enter under frequency:—c. for continuous; m. for many; f. for few; n. for none.

	Position	G.M.T.	L.M.T.	Wave length	Grinders		Clicks		Hum or Sizzle
					Frequency	Strength	Frequency	Strength	Strength
11 a.m.	Long.	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
G.M.T.	Lat.	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
11 p.m.	Long.	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Lat.	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Long.	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Lat.	....	....	....	....	....	....	....	....
X	....	....	....	....	....	....	....	....	....
storms	Long.	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Lat.	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....

X-Storm began...............................G.M.T. X-Storm finished...........................G.M.T.
X-Storm began...............................G.M.T. X-Storm finished...........................G.M.T.

Weather	11 a.m.	11 p.m.
C. & F.......	....	....
B.Q..........	....	....
W: d.......	....	....
f.......	....	....
B.*	....	....
T.* air	....	....
sea	....	....
P..............	....	....

* Rising or falling.

Weather	
C. & F.......	....
B.Q..........	....
W.: d......	....
f......	....
B.*	....
T.* air	....
sea	....
P..............	....

* Rising or falling.

Twilight Observations. Wave-length .... metres

Long. .... Lat.	G.M.T. of Sunrise								Long. .... Lat.	G.M.T. of Sunset						
G.M.T. of observation	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
Frequency	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....	....

Weather.	
C. & F.	....
B.Q.	....
W.: d	....
f	....
B.*	....
T.* air	....
T.* sea	....
P.	....

* Rising or falling

If observer can listen continuously the G.M.T. when X's change perceptibly in strength or frequency should be entered here. Morning ....

Evening ....

Remarks.

....

....

For detailed Instructions see back of Pad.

Weather.	
C. & F.	....
B.Q.	....
W.: d	....
f	....
B.*	....
T.* air	....
T.* sea	....
P.	....

* Rising or falling.

[P.T.O.

Auf der Rückseite des Formulars:

Observers at fixed stations are requested to return completed forms in calendar monthly batches within five weeks of date of the earliest form of the batch, in envelopes provided. Sea-going observers will find it most convenient to return the forms to their home offices at the end of the return journey, in envelopes provided. An acknowledgment, with thanks, will immediately be sent.

BRITISH ASSOCIATION FOR THE ADVANCEMENT OF SCIENCE.

Committee for Radiotelegraphic Investigation.

Hon. Secretary: Dr. W. Eccles,
University College, London, W.C.,
England.

British Association for the Advancement of Science.

COMMITTEE FOR RADIOTELEGRAPHIC INVESTIGATION.

Chairman: Sir Oliver Lodge, LL.D., F.R.S.
Hon. Secretary: W. Eccles, D.Sc.

Observers are asked if they will give the Committee the Benefit of their Experience and Facilities for Observation by making Records on the Accompanying Forms.

EXPLANATORY REMARKS CONCERNING FORM 2.

SIGNALS.

The accurate measurement of signal strength is not possible with the apparatus normally available in a station; the tables are arranged for recording such statistics as can be collected without special apparatus.

Time Signals. The first section is for recording the strength of any time signals received by the observer (the Eiffel Tower, Norddeich, Arlington, &c.). The strength of the signals is to be indicated in accordance with the *Table of Strength* in the Detailed Instructions.

The chief precautions to be taken are: (1) the coupling between antenna and secondary should be the same on all occasions, (2) the apparatus used, including the telephones, should be the same, and (3) the detector should always be of the same sensitiveness. This last condition is not easily ensured except in the case of the magnetic detector.

"Freaks." Good transmission is very common in the hours of darkness; but only those cases where the range is considered to be better than the average need be recorded. At sea the position of the transmitting station is best obtained telegraphically. The weather record is important.

Bad Transmission. The last section is not intended as a chronicle of unskilful manipulation of the sending or the receiving apparatus, but for cases where the state of the atmosphere, or the nature of the intervening land, is likely to be responsible for the low intensity of signals. Remarks on these matters will be welcomed, and the weather record is important.

General Note. — Spezial reports will be welcomed by the Committee. They should be written on the back of the form immediately behind the table dealing with the corresponding subject, so that the report will not be divided when the sheet is cut up into its constituent sections for classification. For example, any coincidence between the beginning and end of a "freak" period with the beginning and end of an auroral display should be mentioned at the back of the second table under "Signals."

[*Detailed Instructions will be found at the back of this Pad.*]

FORM 2. — OBSERVATIONS ON SIGNALS.

DETAILED INSTRUCTIONS.

WEATHER TABLES.

C refers to the kind of cloud visible. Enter

Cirrus or *Curl cloud* is light, fleecy, high cloud ("mackerel sky", "mares' tails", &c.) ... ... *a*
Cumulus is massy, woolly cloud in rounded shapes ... *b*
Stratus is layered cloud ... ... *c*
Nimbus is low, dark cloud from which rain is falling *d*
or two of these letters.

F refers to the fraction of the sky covered by cloud ... *0* to *10*
If no cloud enter 0, if sky wholly covered enter 10.

B.Q. indicates the brightest quarter ... ... *1* to *8*
NE = 1, E = 2, SE = 3, S = 4, SW = 5, W = 6, NW = 7, N = 8.

W wind; *d* and *f* refer to its direction and force (information from bridge).

Express direction by numerals as for B.Q. ... ... *1* to *8*
Express force of wind by the following scale:—

	Miles per hour.		Miles per hour.	
0 Calm	(Less than 1)	7 Moderate gale	(32 to 38)	*0* to *12*
1 Light air	(1 to 3)	8 Fresh gale	(39 „ 46)	
2 Light breeze	(4 „ 7)	9 Strong gale	(47 „ 54)	
3 Gentle breeze	(8 „ 12)	10 Whole gale	(55 „ 63)	
4 Moderate breeze	(13 „ 18)	11 Storm	(64 „ 75)	
5 Fresh breeze	(19 „ 24)	12 Hurricane	above 75	
6 Strong breeze	(25 „ 31)			

(The numbers refer to the mean velocity, not to the velocity of gusts.)

B refers to barometric height. State height, and whether the barometer has risen or fallen since last entry in ship's log ... ... — *Height* and *r* or *f*

T refers to the thermometer. State temperatures of air and sea, and whether they have risen or fallen since last entry in log ... ... — *Temperature* and *r* or *f*

P State whether there is rain = *r*, snow = *s*, hail = *h*, fog = *f*, lightning = *l*, thunder = *t*, dry weather = *d*, auroral display = *a*. Capital letters will mean great intensity—*e.g.*, R = heavy rain ... ... — *Small letter* or *Capital.*

SCALE OF SIGNAL STRENGTH.

						Enter
1, 2, 3, 4	Weak	5, 6, 7, 8	Medium	9, 10, 11, 12	Strong ...	... *1* to *12*

SIGNAL TABLES.

Time Signals.

First Table. — In both "daylight" and "dark" sections two lines are provided in case two time stations can be picked up. At sea the longitude and latitude on each occasion may be obtained from the bridge. The strengths of the signals are to be expressed by the *Scale of Strength* above, the coupling and other variable parts being at the standard adjustments adopted by the observer.

"Freaks."

Second Table. — Each line should relate to a distinct observation—*i.e.*, each line must relate to a different sending station or to the case when the same sending station is picked up after being lost for a time. Strength is to be expressed by the *Scale of Strengths* above.

In the column "character" enter 1 if communication is one way only (*i.e.*, receiving), enter 2 if each station can communicate with the other. Enter *t* if the freak is of a transient character, signals being heard only a few minutes at a time, and enter *s* if it is steady and lasts more than half an hour.

Bad Transmission.

Third Table. — Apply the instructions given for the last table, with the obvious verbal changes.

FORM 2.

OBSERVATIONS ON SIGNALS.

Day of Week.................................. Name of Station or Ship .... Approx. long..................lat.................at local noon.

Ship's Course and Speed...

Date .... Signature of Observer..

Signals.

Time Signals.

	Name of Time Station	G.M.T.	L.M.T.	Wave length	Observer's		Strength
					Long.	Lat.	
Daylight at receiving station	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....
Dark at receiving station	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....

Weather	Dayligth	Dark.
C. & F.......	....	....
B. Q...........	....	....
W.: d.......	....	....
f.......	....	....
B.*	....	....
T.* air.....	....	....
T.* sea....	....	....
B............	....	....

* Rising or falling.

Exceptionally Good Transmission ("Freaks").

G.M.T.	L.M.T.	Strength	Wave length	Observer's		Transmitting Station's			Character
				Long.	Lat.	Name or call letter	Long.	Lat.	
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....

Weather	
C. & F.	....
B. Q..........	....
W.: d......	....
f......	....
B.*	....
T.* air.....	....
T.* sea....	....
P.............	....

* Rising or falling.

Are Strays numerous and strong during the "freak" periods?

(1) Grinders.......................... (2) Clicks.............................. (3) Sizzle..............................

Exceptionally Bad Transmission.

G.M.T.	L.M.T.	Strength	Wave length	Observer's		Transmitting Station's			Character
				Long.	Lat.	Name or call letter	Long.	Lat.	
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....

Weather	
C. & F.	....
B. Q.	....
W.: d.	....
f.	....
B.*	....
T.* air	....
T.* sea	....
P.	....

* Rising or falling

Remarks: (1) Unusual weather during preceding 12 hours ....

(2) Intervening land? ....

(3) Are Strays few and feeble? ....

[P.T.O.

Auf der Rückseite des Formulars:

Observers at fixed stations are requested to return completed forms in calendar monthly batches within five weeks of date of the earliest form of the batch, in envelopes provided. Sea-going observers will find it most convenient to return the forms to their home offices at the end of the return journey, in envelopes provided. An acknowledgment, with thanks, will immediately be sent.

BRITISH ASSOCIATION FOR THE ADVANCEMENT OF SCIENCE.

COMMITTEE FOR RADIOTELEGRAPHIC INVESTIGATION.

Hon. Secretary: DR. W. ECCLES,
University College, London, W.C.,
England.

British Association for the Advancement of Science.

COMMITTEE FOR RADIOTELEGRAPHIC INVESTIGATION.

Chairman: Sir Oliver Lodge, LL.D., F.R.S.
Hon. Secretary: W. Eccles, D.Sc.

Observers are asked if they will give the Committee the Benefit of their Experience and Facilities for Observation by making Records on the Accompanying Forms.

EXPLANATORY REMARKS CONCERNING GRAPHIC RECORDS, FORM 3.

STRAYS NEAR THE TIME OF TIME SIGNALS.

Three kinds of strays are commonly heard in the telephone receiver. One is a more or less prolonged rattling or grinding noise ("grinders"); another kind consists of sharp isolated knocks ("clicks"); and a third consists of a buzzing or frying noise ("hum" or "sizzle"), and is often heard during a white squall.

A number of the problems concerning the nature and source of strays require for their solution the comparison of simultaneous records made by widely-dispersed observers. Practical simultaneity over large areas has now been made easy by the institution of Time Signals, but the ideal method of recording still demands expensive automatic apparatus. Good work may be done, however, by anyone who will acquire skill in the making of graphic records by hand. These records are made as follows: A line drawn on paper is graduated to represent time—*e.g.*, 10, 20, 30, . . . seconds; a watch with a seconds hand is placed near the graduated line, and the observer, wearing the telephones and looking at the watch, moves his pencil

along the graduated line so that its point passes the graduations 10, 20, 30, ... at the moments the seconds hand passes the same figures on its dial. Whenever the observer hears a stray he makes a mark above the line to represent the stray, thus recording the instant of its arrival. A click is represented by an up and down stroke nearly perpendicular to the line; a grinder by an irregular mark above the line, starting and ending on the line and enclosing an area. Sizzle may be represented as a low wavy mark just above the graduated line. A very strong stray may be pictured half an inch high, and a very weak one a sixteenth of an inch high or less, and so on. The exact instant of arrival of signals can be represented in the same way.

In order that the comparison of different graphic records may be valid, it is essential that the Greenwich Mean Time of some point on the graph shall be known accurately to within two seconds. This may be ensured by recording graphically the last dots or dashes of a Time Signal in the first few inches of the record. If meteorological or other signals follow the Time Signal, they should be cut out by altering the wave-length of the receiving apparatus, so that the strays can be observed in peace. The time lost in making the change will appear as a blank space between the last mark representing the Time Signal and the first mark representing a stray. Great care should be taken to make the first stray-mark at its proper place on the graduated line, or the whole record will be useless.

If the station is outside the range of Time Signals, the observer's clock or watch must be compared with an observatory clock and the G.M.T. of starting the record deduced and stated. This time should, of course, be precisely that of one of the Time Signals. *Do not make this Graphic Record if accurate time is not obtainable.*

If the strays are too numerous to record conveniently with the customary coupling, use a looser coupling; if they are very few and weak, use a tight coupling.

[*Detailed Instructions will be found at the back of this Pad.*]

FORM 3. — STRAYS NEAR TIME OF TIME SIGNALS.

DETAILED INSTRUCTIONS.

WEATHER TABLES.

C refers to the kind of cloud visible. — Enter

- *Cirrus* or *Curl cloud* is light, fleecy, high cloud ("mackerel sky", "mares' tails", &c.) ... ... *a*
- *Cumulus* is massy, woolly cloud in rounded shapes ... *b*
- *Stratus* is layered cloud ... ... *c*
- *Nimbus* is low, dark cloud from which rain is falling *d*

or two of these letters.

F refers to the fraction of the sky covered by cloud ... *0* to *10*
If no cloud enter 0, if sky wholly covered enter 10.

B.Q. indicates the brightest quarter ... ... *1* to *8*
NE = 1, E = 2, SE = 3, S = 4, SW = 5, W = 6, NW = 7, N = 8.

W wind; *d* and *f* refer to its direction and force (information from bridge).

Express direction by numerals as for B.Q. ... ... *1* to *8*
Express force of wind by the following scale:—

	Miles per hour.		Miles per hour.	
0 Calm	(Less than 1)	7 Moderate gale	(32 to 38)	*0* to *12*
1 Light air	(1 to 3)	8 Fresh gale	(39 „ 46)	
2 Light breeze	(4 „ 7)	9 Strong gale	(47 „ 54)	
3 Gentle breeze	(8 „ 12)	10 Whole gale	(55 „ 63)	
4 Moderate breeze	(13 „ 18)	11 Storm	(64 „ 75)	
5 Fresh breeze	(19 „ 24)	12 Hurricane	above 75	
6 Strong breeze	(25 „ 31)			

(The numbers refer to the mean velocity, not to the velocity of gusts.)

B refers to barometric height. State height, and whether the barometer has risen or fallen since last entry in ship's log ... ... — *Height* and *r* or *f*

T refers to the thermometer. State temperatures of air and sea, and whether they have risen or fallen since last entry in log ... ... — *Temperature* and *r* or *f*

P State whether there is rain = *r*, snow = *s*, hail = *h*, fog = *f*, lightning = *l*, thunder = *t*, dry weather = *d*, auroral display = *a*. Capital letters will mean great intensity—*e.g.*, R = heavy rain ... ... — *Small letter* or *Capital*

SCALE OF SIGNAL STRENGTH.

			Enter
1, 2, 3, 4 } Weak	5, 6, 7, 8 } Medium	9, 10, 11, 12 } Strong ...	... *1* to *12*

GRAPHIC RECORDS.—STRAYS NEAR TIME OF TIME SIGNALS.

By means of a buzzer, or by the aid of signals of known wave length (Clifden, Glace Bay, Poldhu, &c.), tune both antenna and secondary to a wave-length greater than 2,500 metres, and make a note of the adjustments. Enter the wave-length on the form. Now tune to the Time Station and listen to the Time Signals. Estimate and enter the strength of the signals and of the strays. Now begin following the seconds hand of your time-keeper, and near the finish of the Time Signals start writing down the dots or dashes in the places indicated by the seconds hand. At the close of the Time Signals set the antenna and the secondary to the adjustments noted previously, and pick up the recording of the strays at the place indicated by the seconds hand. If the strays are inconveniently numerous, reduce the coupling; if very few, increase the coupling. Immediately before or after making the graphic record, enter the longitude and latitude and fill in the weather table.

If the observer's clock or watch is compared with an observatory clock for the purpose of this Graphic Record, the G.M.T. of the start of the record should be entered after "G.M.T." In other cases enter the time given by the Signal.

Note. — The observer's clock or watch should be set so that the minute hand is on a division when the seconds hand reaches 60. It need not be set to read Greenwich or any particular time.

GRAPHIC RECORDS. **FORM 3.**

STRAYS NEAR TIME OF TIME SIGNALS.

Day of Week............... Name of Station or Ship Signat. of Observer........

Date............ ....

Wave length to which apparatus is set...........metres

Observer's Long... ... .Lat ....

Name of Time Station...................................... ....

G.M.T. ....

Strength of Time Signals............ ....

Average Strength of Strays..

Weather	
C. & F.	....
B.Q.	....
W.: d	....
f	....
B.*	....
T.* air.....	....
sea	....
P.	....

* Rising or falling

0 30 1 30 2

2 30 3 30 4

4 30 5 30 6

6 30 7 30 8

8 30 9 30 10

[P.T.O.

Auf der Rückseite des Formulars:

Observers at fixed stations are requested to return completed forms in calendar monthly batches within five weeks of date of the earliest form of the batch, in envelopes provided. Sea-going observers will find it most convenient to return the forms to their home offices at the end of the return journey, in envelopes provided. An acknowledgment, with thanks, will immediately be sent.

BRITISH ASSOCIATION FOR THE ADVANCEMENT OF SCIENCE

COMMITTEE FOR RADIOTELEGRAPHIC INVESTIGATION.

Hon. Secretary: DR. W. ECCLES,
University College, London, W.C.,
England.

British Association for the Advancement of Science.

COMMITTEE FOR RADIOTELEGRAPHIC INVESTIGATION.

Chairman: Sir Oliver Lodge, LL.D., F.R.S.
Hon. Secretary: W. Eccles, D.Sc.

Observers are asked if they will give the Committee the Benefit of their Experience and Facilities for Observation by making Records on the Accompanying Forms.

EXPLANATORY REMARKS CONCERNING GRAPHIC RECORDS FORM 4.

Three kinds of strays are commonly heard in the telephone receiver. One is a more or less prolonged rattling or grinding noise ("grinders"); another kind consists of sharp isolated knocks ("clicks"); and a third consists of a buzzing or frying noise ("hum" or "sizzle"), and is often heard during a white squall.

STRAYS AT TWILIGHT.

The rapid increase, as the sun sets, of the number of strays received at any station where the apparatus is adjusted to receive long waves is easily chronicled on a graphic record. The increase is often rather sudden, and in temperate climates usually occurs during twilight. The interval of time elapsing between sunset and the period of most rapid change may vary with position on the earth's surface and perhaps with the weather, and it is desirable to investigate this matter, if only on account of the possibility of making the phenomenon, on occasion, a substitute for "taking the sun" at sea, whenever the latter is not possible. To trace these variations, position and G.M.T. should be recorded on the form with fair accuracy. At

sea both may usually be obtained from the bridge; when, however, position is doubtful, a note of interrogation should be placed after the entry of longitude and latitude. If the station is within the range of Time Signals, the G.M.T. of the beginning of the stray record is best recorded by writing down, in the spaces provided, the time as read on the observer's clock or watch of a Time Signal before, and of one after, the making of the stray record; and writing down also the time as read on the clock or watch of the start of the record. The clock or watch must not be set or regulated betwen the Time Signals. If the station is outside the range of Time Signals, a single comparison of the observer's clock or watch with the G.M.T. given by a good chronometer will take the place of Time Signals if made just before or just after the observations. If accurate time is not obtainable, the fact should be noted.

The process of writing down the strays received is as follows: A line drawn on paper is graduated to represent time—*e.g.*, 10, 20, 30, . . . seconds; a watch with a seconds hand is placed near the graduated line, and the observer, wearing the telephones and looking at the watch, moves his pencil along the graduated line so that its point passes the graduations 10, 20, 30, . . . at the moments the seconds hand passes the same figures on its dial. Whenever the observer hears a stray he makes a mark above the line to represent the stray, thus recording the instant of its arrival. A click is represented by an up and down stroke nearly perpendicular to the line; a grinder by an irregular mark above the line, starting and ending on the line and enclosing an area. Sizzle may be represented as a low wavy mark just above the graduated line. A very strong stray may be pictured half an inch high, and a very weak one a sixteenth of an inch high or less, and so on.

The antenna and its secondary should be tuned once for all to a known wave-length by means of a buzzer, or by means of long-wave signals, and the coupling is best adjusted so that the strays heard in daylight are not very frequent. The coupling should not be altered during the making of a record.

At sunrise the strays decrease in number as time goes on. The work is very much the same as at sunset, the chief difference being that the coupling should, if possible, be so arranged before sunrise that the strays heard are as numerous as can be written down conveniently.

Observers making this record will, it is almost needless to say, leave the corresponding section of Form 1 blank.

[*Detailed Instructions will be found at the back of this Pad.*]

FORM 4. — STRAYS AT TWILIGHT.

DETAILED INSTRUCTIONS.

WEATHER TABLES.

C refers to the kind of cloud visible. — Enter

Cirrus or *Curl cloud* is light, fleecy, high cloud ("mackerel sky", "mares' tails", &c.) ... ... *a*
Cumulus is massy, woolly cloud in rounded shapes ... *b*
Stratus is layered cloud ... ... *c*
Nimbus is low, dark cloud from which rain is falling *d*
or two of these letters.

F refers to the fraction of the sky covered by cloud ... *0* to *10*
If no cloud enter 0, if sky wholly covered enter 10.

B.Q. indicates the brightest quarter ... ... *1* to *8*
NE = 1, E = 2, SE = 3, S = 4, SW = 5, W = 6, NW = 7, N = 8.

W wind; *d* and *f* refer to its direction and force (information from bridge).

Express direction by numerals as for B.Q. ... ... *1* to *8*
Express force of wind by the following scale:—

	Miles per hour.		Miles per hour.	
0 Calm	(Less than 1)	7 Moderate gale	(32 to 38)	*0* to *12*
1 Light air	(1 to 3)	8 Fresh gale	(39 „ 46)	
2 Light breeze	(4 „ 7)	9 Strong gale	(47 „ 54)	
3 Gentle breeze	(8 „ 12)	10 Whole gale	(55 „ 63)	
4 Moderate breeze	(13 „ 18)	11 Storm	(64 „ 75)	
5 Fresh breeze	(19 „ 24)	12 Hurricane	above 75	
6 Strong breeze	(25 „ 31)			

(The numbers refer to the mean velocity, not to the velocity of gusts.)

B refers to barometric height. State height, and whether the barometer has risen or fallen since last entry in ship's log ... ... — *Height* and *r* or *f*

T refers to the thermometer. State temperatures of air and sea, and whether they have risen or fallen since last entry in log ... ... — *Temperature* and *r* or *f*

P State whether there is rain = *r*, snow = *s*, hail = *h*, fog = *f*, lightning = *l*, thunder = *t*, dry weather = *d*, auroral display = *a*. Capital letters will mean great intensity—*e.g.*, R = heavy rain ... ... — *Small letter* or *Capital*

SCALE OF SIGNAL STRENGTH.

1, 2, 3, 4	Weak	5, 6, 7, 8	Medium	9, 10, 11, 12	Strong	Enter *1* to *12*

GRAPHIC RECORDS. — STRAYS AT TWILIGHT.

Before beginning these observations decide upon some convenient long wave-length and note the precise adjustments of the receiving apparatus when tuned to receive that wave-length.

Enter the calculated time of sunset (or sunrise) and adjust the antenna and secondary to the standard wave-length; enter the wave-length. During the minute preceding the moment of starting the graphic record, enter the hour and minute of the start, as read on your clock or watch. Proceed with the record when the seconds hand reaches 60. If Time Signals are used for checking the clock or watch, the readings of the clock or watch will be entered at the times of the signals; if the ship's chronometer or a standard clock is used, a reading of the clock or watch, and the simultaneous reading of the chronometer (preferably at the end of a minute on the chronometer) should be entered in the spaces following the words „preceding" and „following", instead of the Time Signal entries.

The G.M.T. of the start, the position, the weather chart, &c., may be filled up just before or just after the observations.

Note. — The observer's clock or watch should be set so that the minute hand is on a division when the seconds hand reaches 60. It need not be set to read Greenwich or any particular time.

GRAPHIC RECORDS.

FORM 4.

STRAYS AT TWILIGHT.

Date of Week .... Name of Station or Ship Signat. of Observer........

Date................................ ....

Start observing about 15 minutes before sun rise/set and continue till 15 minutes after.

State time on your clock or watch of.........Time Signal preceding (.........hr.........m.........s.) and following (......hr......m......s.) this observation. Wave length to which apparatus is set..........metres.

Calculated G.M.T. of Sun rise.......... set ....

Observer's Long.............................Lat...........................

Time of start as read on your clock or watch ....

Weather	
C. & F......	....
B.Q.........	....
W.: d......	....
f......	....
B.*	....
T.* air.....	....
T.* sea...	....
P.............	....

* Rising or falling.

0 1 2 3 4 5

5 6 7 8 9 10

10 11 12 13 14 15

15 16 17 18 19 20

20 21 22 23 24 25

25 26 27 28 29 30

[P.T.O.

Auf der Rückseite des Formulars:

Observers at fixed stations are requested to return completed forms in calendar monthly batches within five weeks of date of the earliest form of the batch, in envelopes provided. Sea-going observers will find it most convenient to return the forms to their home offices at the end of the return journey, in envelopes provided. An acknowledgment, with thanks, will immediately be sent.

BRITISH ASSOCIATION FOR THE ADVANCEMENT OF SCIENCE.

COMMITTEE FOR RADIOTELEGRAPHIC INVESTIGATION.

Hon. Secretary: DR. W. ECCLES,
University College, London, W.C.,
England.

Übersetzung des Drucksachentextes:

British Association for the Advancement of Science.

Kommission für Radiotelegraphische Forschung.

Vorsitzender: Sir Oliver Lodge.
Ehrenschriftführer: Dr. W. Eccles.

Die Kommission bittet die Beobachter, ihr ihre Erfahrungen und ihre Beobachtungsgelegenheiten dadurch zugute kommen zu lassen, daß sie in die beifolgenden Formulare Eintragungen machen.

Erläuterungen zu Formular I.

Störungen.

Dreierlei Störungen (X) werden für gewöhnlich während der telephonischen Aufnahme von Signalen gehört. Die eine Art ist ein mehr oder minder andauerndes schnarrendes oder knarrendes Geräusch („Knarren", englisch: „Grinders"); eine andere Art besteht aus scharfen vereinzelten Schlägen („Knacken", englisch: „Clicks"); eine dritte Art besteht aus einem summenden oder kreischenden Geräusch („Summen" oder „Pfeifen", englisch: „Hum" bzw. „Sizzle") und ist häufig während einer Bö zu hören.

Formular 1 ist zur Aufnahme statistischer Angaben über diese verschiedenartigen Störungen bestimmt.

Für die Beobachtungen jedes einzelnen Tages ist ein besonderes Blatt zu verwenden. Es wird aber nicht erwartet, daß jeden Tag jede einzelne Rubrik ausgefüllt wird. Selbst dann, wenn an einem Tage ein Blatt nur teilweise ausgefüllt sein sollte, ist für die Aufzeichnung der am folgenden Tage gemachten Beobachtungen ein anderes Blatt zu verwenden.

11 a. m. und 11 p. m. Der erste Abschnitt ist für die Aufzeichnung der um 11 a. m. und 11 p. m. mittlerer Zeit von Greenwich (G. M. T. = Greenwich Mean Time) gemachten Beobachtungen bestimmt. Wenn wir genaue Auskünfte über die X erhalten können, die etwa um diese Zeit auf der ganzen Welt auftreten, wird es vielleicht möglich sein, zu ermitteln, ob es beispielsweise irgendwelche Gebiete gibt, in denen die X gleichzeitig aufzutreten pflegen. Da sich Charakter und Anzahl der aufgenommenen X mit der Wellenlänge, auf die der Empfangsapparat eingestellt ist, stark ändern werden, bitten wir, bei zwei Wellenlängen (etwa 600 m und etwa 2000 m) zu beobachten; solche Beobachter, welche die erforderlichen Apparate besitzen, mögen Aufzeichnungen über Beobachtungen mit etwa 5000 m Wellenlänge hinzufügen.

X-Stürme. Der zweite Abschnitt ist dann zu benutzen, wenn Störungen ungewöhnlich laut oder zahlreich sind. Auch hier würden Beobachtungen mit Abstimmung des Empfangsapparates auf 600 m und auf 2000 m (und, wenn möglich, auf 5000 m) getrennt aufzunehmen sein. Falls die Zeit für den Anfang und das Ende der Stürme bis auf eine Viertelstunde genau bestimmt werden kann, läßt sich vielleicht die Frage entscheiden, ob irgendwelche von diesen Stürmen auf Ursachen beruhen, die außerhalb der Erde und ihrer Atmosphäre bestehen. Die Aufzeichnung über das Wetter zur betreffenden Zeit ist wichtig, und das Vorkommen von Böen, von Blitz und Donner oder von Nordlicht, muß besonders verzeichnet werden.

X bei Dämmerung. Der dritte Abschnitt dient für Beobachtungen bei Sonnenaufgang und bei Sonnenuntergang. Die bei Tageslicht gehörten Störungen sind in der Regel schwächer als die in den Stunden der Dunkelheit gehörten. Der Übergang aus dem einen Zustand in den anderen ist oft recht plötzlich, und es ist wünschenswert, den Zusammenhang zwischen diesem Wechsel und dem Zeitpunkt des Sonnenaufganges und Sonnenunterganges an verschiedenen Orten auf dem Erdball festzustellen. Der Apparat ist auf die größte mögliche Wellenlänge einzustellen, weil der Wechsel dann am merklichsten ist. Die Beobachtungen müssen auf ca. 15 Minuten vor und nach der Zeit des Überganges ausgedehnt werden, und auf See wird es wünschenswert sein, von der Kommandobrücke aus die Zeit, wann die Sonne am Horizont steht, bis auf 5 Minuten genau festzustellen.

Wenn die Störungen sehr zahlreich sind, lassen sie sich häufig zum Zwecke der Zählung durch Lockern der Koppelung zwischen der Antenne und ihrem Sekundärkreise verdünnen. Wenn möglich, sollte man sich aber für eine Normaleinstellung der Koppelung entscheiden und diese beibehalten.

Die oben als erwünscht genannten Zahlen für die Wellenlängen sind nur als Andeutungen gedacht. Die Kommission wird für jede mit irgendeiner beliebigen Wellenlänge aufgenommene Statistik dankbar sein.

Allgemeine Bemerkung: Besondere Berichte wird die Kommission dankbar begrüßen. Solche sind auf die Rückseite des Formulars zu schreiben, und zwar unmittelbar hinter die Tabelle für den betreffenden Gegenstand, damit der Bericht nicht getrennt wird, wenn das Blatt zum Zwecke der Einordnung in seine einzelnen Abschnitte zerschnitten wird. So würde zum Beispiel ein etwaiges Zusammentreffen von Anfang oder Ende einer Periode ausnahmsweise guter Verständigung (englisch: „freak“ period) mit dem Anfang oder dem Ende einer Nordlichtentwickelung auf der Rückseite der zweiten Tabelle unter „Signale“ zu erwähnen sein.

[*Ausführliche Anweisungen siehe auf der Rückseite dieses Blockes.*]

Formular I. — Beobachtungen über Störungen.

Ausführliche Anweisungen.

Wettertabellen. Einzutragen

C (Cloud, deutsch: Wolke) bezieht sich auf die sichtbare Wolkenart.

	Einzutragen
Cirrus oder Federwolke ist eine leichte, federartige, hohe Wolke	*a*
Cumulus ist eine massige, wollige Wolke v. runden Formen	*b*
Stratus ist eine geschichtete Wolkenbildung	*c*
Nimbus sind niedrige, dunkle Wolken, aus denen Regen fällt	*d*
	oder zwei dieser Buchstaben
F (Fraction, deutsch: Bruchteil) bezieht sich auf den von Wolken bedeckten Teil des Himmels	*0* bis *10*.

Wenn keine Wolken vorhanden, ist *0* einzutragen; wenn der Himmel vollständig bewölkt, *10*.

B.Q. (Brightest Quarter, deutsch: Hellstes Gebiet) bezeichnet das hellste Gebiet des Himmels . . . . . *1* bis *8*

NO = 1, *O* = 2, *SO* = 3, *S* = 4, *SW* = 5, *W* = 6, *NW* = 7, *N* = 8

W (Wind): *d* (direction, deutsch: Richtung) und *f* (force, deutsch: Stärke). (Nach Angaben von der Kommandobrücke.) Die Richtung ist durch Zahlen auszudrücken, wie bei *B.Q.* . . . . . *1* bis *8*

Die Windstärke ist nach der folgenden Skala anzugeben:

	Meilen in der Stunde		Meilen in der Stunde	
0 = Windstille	< 1	7 = mäßiger Wind	32 ÷ 38	*0* bis *12*
1 = leichtes Lüftchen	1 ÷ 3	8 = frischer Wind	39 ÷ 46	
2 = leichte Brise	4 ÷ 7	9 = starker Wind	47 ÷ 54	
3 = sanfte Brise	8 ÷ 12	10 = voller Wind	55 ÷ 63	
4 = mäßige Brise	13 ÷ 18	11 = Sturm	64 ÷ 75	
5 = frische Brise	19 ÷ 24	12 = Orkan	> 75	
6 = starke Brise	25 ÷ 31			

(Die Zahlen bedeuten mittlere Geschwindigkeiten, nicht Geschwindigkeiten einzelner Stöße.)

B (Barometer) bezieht sich auf den Barometerstand. Außer dem Stand ist anzugeben, ob das Barometer seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen ist.	Stand und „*r*" (risen, deutsch: gestiegen) bzw. „*f*" (fallen, deutsch: gefall.).
T (Thermometer) bezieht sich auf das Thermometer. Es sind die Temperaturen der Luft und des Meeres anzugeben, sowie, ob sie seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen sind.	Temperatur und „*r*" oder „*f*"
P gibt an, ob Regen = *r* (Rain), Schnee = *s* (Snow), Hagel = *h* (Hail), Nebel = *f* (Fog), Blitz = *l* (Lightning), Donner = *t* (Thunder), trockenes Wetter = *d* (Dry Weather), Nordlicht = *a* (Aurora) vorhanden. Große Buchstaben bedeuten hohe Intensität, z. B. *R* = heftiger Regen.	Kleine oder große Buchstaben

Skala der Signalstärke.

1, 2, 3, 4	schwach	5, 6, 7, 8	mittel	9, 10, 11, 12	stark	*1* bis *12*

Tabellen der Störungen.

11 a. m. und 11 p. m.

Erste Tabelle. — Nahezu um 11 a. m. (mittlerer Zeit von Greenwich) stimme man den Apparat auf etwa 600 m ab und trage die Beobachtungen in die erste Zeile ein; dann stimme man auf etwa 2000 m ab und trage die Beobachtungen in die zweite Zeile ein; darauf stimme man, wenn angängig, auf etwa 5000 m ab und trage die Beobachtungen in die dritte Zeile ein.

Nahezu um 11 p. m. (mittlerer Zeit von Greenwich) wiederhole man das vorstehende Verfahren.

Um die Frequenz zu erhalten, zähle man die in einer Minute gehörten Störungen (Knarren und Knacken getrennt), mögen sie auch noch so schwach sein; oder man zähle, wenn es paßt, die in mehreren Minuten gehörten Störungen und teile sie durch die Anzahl der Minuten, und füge die Bezeichnung „*av* =" (Average, deutsch: Durchschnitt) bei. Die mittlere Stärke ist nach der obigen Skala einzutragen. In die erste Spalte setze man die G.M.T. zu Beginn der gezählten Minute ein, in die zweite Spalte die L.M.T. (mittlere Ortszeit).

X-Stürme.

Zweite Tabelle. — Man stimme den Apparat auf etwa 600 m ab und trage die Beobachtungen in die erste Linie ein; dann stimme man auf etwa 2000 m ab und trage die Beobachtungen in die zweite Linie ein, usw. Man wiederhole dieses Verfahren später, wenn sich die Bedingungen geändert zu haben scheinen.

Unter Frequenz trage man ein: *c* (continuous) für andauernd, *m* (many) für viele, *f* (few) für wenige, ***n*** (none) für keine.

Die Tabelle ist für einen einzigen Sturm von längerer Dauer oder für zwei kürzere Stürme gedacht. Man trage die G.M.T. von Anfang und Ende unter der Tabelle ein. Kommen an einem und demselben Tage mehrere getrennte X-Stürme vor, und ist auf dem Blatte kein Platz, so nehme man ein besonderes Blatt.

X bei Dämmerung.

Dritte Tabelle. — *Sonnenaufgang.* — Am Kopfe der Tabelle sind Länge nnd Breite, sowie die G.M.T. des Sonnenaufganges (von der Brücke aus) einzutragen.

Etwa 15 Minuten vor der mutmaßlichen Zeit des Überganges zähle man jedes hörbare Knarren und Knacken in einer Minute: diese Zahl trage man am Fuße der ersten Spalte ein und darüber die G.M.T. zu Beginn der Zählung. Man wiederhole die Zählung etwa 10 Minuten vor der Zeit des Überganges und trage in die zweite Spalte ein, ferner etwa 5 Minuten vor der Zeit des Überganges unter Eintragung in die dritte Spalte. Man wiederhole das Verfahren zur Zeit des Überganges sowie etwa 5, 10 und 15 Minuten danach. Die Zeiträume zwischen den Zählungen brauchen nicht vollkommen regelmäßig zu sein. Man fülle die Wettertabelle aus.

Bei den Beobachtungen um *Sonnenuntergang* verfahre man ebenso.

Summen oder Pfeifen, sofern es nicht bemerkenswert ist, lasse man unberücksichtigt.

Anmerkung. — Die oben als erwünscht genannten Zahlen für die Wellenlängen sind nur als Anregungen gedacht. Die Kommission wird für jede mit irgend einer beliebigen Wellenlänge aufgenommene Statistik dankbar sein.

Beobachter an festen Stationen brauchen Länge und Breite oder sonstige für bewegte Stationen in Frage kommende Angaben nicht einzutragen und sollten die Normalzeit für die L.M.T. einsetzen.

Formular I.

Beobachtungen über Störungen (X).

Wochentag ....

Datum ....

Name der Station oder des Schiffes und der Linie.

....

Annäh. geogr. Länge....Breite....um Mittag (Ortszeit)

Kurs u. Geschwindigkeit d. Schiffes ....

Unterschrift des Beobachters ....

„Frequenz“ bedeutet Anzahl in der Minute. Man stimme abwechselnd auf kurze und lange Wellen ab, wenn möglich, auch auf ganz lange. Während eines X-Sturmes unter „Frequenz“ einzutragen: „*c*“ = kontinuierlich; „*m*“ = viele (many); „*f*“ = wenige (few); „*n*“ = keine (none).

	Geogr. Lage	Mittlere Zeit von Greenw. G. M. T.	Mittlere Ortszeit L. M. T.	Wellenlänge	Knarren		Knacken		Summen od. Zischen
					Frequenz	Stärke	Frequenz	Stärke	Stärke
11 a.m.	Länge	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
G. M. T.	Breite	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
11 p.m.	Länge	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Breite	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Länge	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Breite	....	....	....	....	....	....	....	....
X-Stürme	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Länge	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	Breite	....	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....	....	....

X-Sturm begann..........................G.M.T. X-Sturm hörte auf........ ..............G.M.T.

X-Sturm begann............... ..........G.M.T. X-Sturm hörte auf......... ..............G.M.T.

Wetter	11 a. m.	11 p. m.
C. u. F.	....	....
B. Q.........	....	....
W.: d.......	....	....
f.......	....	....
B.*	....	....
T.* Luft..	....	....
Meer	....	....
P............	....	....

* steigt oder fällt.

Wetter	
C. u. F.....	....
B. Q.........	....
W.: d.......	....
f.......	....
B.*	....
T.* Luft..	....
Meer	....
P............	....

* steigt oder fällt.

Dämmerungsbeobachtungen.

Wellenlänge.................................m

Länge........................ Breite........................	G.M.T. Sonnenaufgang....						
G.M.T. der Beobachtung	....	....	....	....	....	....	....
Frequenz	....	....	....	....	....	....	....

Länge........................ Breite........................	G.M.T. Sonnenunterg..						
....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....

Wetter	
C. u. F......	....
B.Q.........	....
W.: d......	....
f......	....
B.*	....
T.* Luft..	....
T.* Meer	....
P.............	....

* steigt oder fällt.

Falls Beobachter dauernd horchen kann, hier G.M.T. eintragen, wann Stärke oder Frequenz merklich wechseln.

Morgens ....

Abends ....

Bemerkungen.

....

....

Wetter	
C. u. F......	....
B.Q.........	....
W.: d......	....
f......	....
B.*	....
T.* Luft..	....
T.* Meer	....
P.............	....

* steigt oder fällt.

Ausführliche Anweisungen auf der Rückseite des Blockes. [Wenden!

Auf der Rückseite des Formulars:

Wir bitten die Beobachter an festen Stationen, die ausgefüllten Formulare am Schlusse jedes Kalendermonats zusammen einzusenden, und zwar innerhalb fünf Wochen, vom Datum des ersten Formulars der Sendung an gerechnet, und unter Benutzung der mitgelieferten Umschläge. Für Beobachter zur See wird es am bequemsten sein, die Formulare am Ende der Heimreise ihrer heimatlichen Geschäftsstelle in den mitgelieferten Umschlägen zuzustellen. Empfangsbestätigung und Dank werden den Beobachtern umgehend zugesandt werden.

British Association for the Advancement of Science.
Kommission für Radiotelegraphische Forschung.
Dr. W. Eccles, Ehrenschriftführer,
University College, London, W. C., England.

British Association for the Advancement of Science.

Kommission für Radiotelegraphische Forschung.

Vorsitzender: Sir Oliver Lodge.

Ehrenschriftführer: Dr. W. Eccles.

Die Kommission bittet die Beobachter, ihr ihre Erfahrungen und ihre Beobachtungsgelegenheiten dadurch zugute kommen zu lassen, daß sie in die beifolgenden Formulare Eintragungen machen.

Erläuterungen zu Formular 2.

Signale.

Die genaue Messung von Signalstärken ist mit der Apparatur, wie sie normalerweise in einer Station zur Verfügung steht, nicht möglich; die Tabellen sind für die Eintragung solchen statistischen Materials eingerichtet, wie es sich ohne besondere Apparate gewinnen läst.

Zeitsignale. Der erste Abschnitt ist für die Eintragung der Stärke aller Zeitsignale bestimmt, die der Beobachter empfängt (Eiffelturm, Norddeich, Arlington usw.). Die Stärke der Signale ist nach der „Stärketabelle" in den ausführlichen Anweisungen anzugeben.

Es sind hauptsächlich folgende Vorsichtsmaßregeln zu beobachten: 1. Die Koppelung zwischen Antenne und Sekundärkreis muß bei allen Gelegenheiten dieselbe sein; 2. die benutzte Apparatur, einschließlich der Telephone, muß dieselbe

sein; 3. der Detektor muß immer dieselbe Empfindlichkeit haben. Diese letztgenannte Bedingung läßt sich nur beim magnetischen Detektor leicht gewährleisten.

Ausnahmsweise gute Verständigung. „Freaks".

Eine gute Übermittelung ist zur Zeit der Dunkelheit sehr häufig; es brauchen aber nur jene Fälle eingetragen zu werden, in denen die Reichweite für besser angesehen wird als die durchschnittliche. Auf See erhält man die Lage der übermittelnden Station am besten auf telegraphischem Wege. Die Eintragung über das Wetter ist wichtig.

Schlechte Übermittelung.

Der letzte Abschnitt ist nicht als eine Chronik für ungeschickte Handhabung der Sende- oder der Empfangsapparate gedacht, sondern für solche Fälle, in denen der Zustand der Atmosphäre oder die Natur der unterwegs liegenden Landstriche vermutlich für die geringe Intensität der Signale verantwortlich ist. Bemerkungen über diese Punkte werden uns willkommen sein, und die Eintragung über das Wetter ist wichtig.

Allgemeine Bemerkung: Besondere Berichte wird die Kommission dankbar begrüßen. Solche sind auf die Rückseite des Formulars zu schreiben, und zwar unmittelbar hinter die Tabelle für den entsprechenden Gegenstand, damit der Bericht nicht getrennt wird, wenn das Blatt zum Zwecke der Einordnung in seine einzelnen Abschnitte geschnitten wird. So würde zum Beispiel ein etwaiges Zusammentreffen von Anfang oder Ende einer Periode ausnahmsweise guter Verständigung (englisch: „freak"-period) mit dem Anfang oder Ende einer Nordlichtentwicklung auf der Rückseite der zweiten Tabelle unter „Signale" zu erwähnen sein.

[Ausführliche Anweisungen siehe auf der Rückseite dieses Blockes.]

Formular 2. — Beobachtungen an Signalen.

Ausführliche Anweisungen.

Wettertabellen. **Einzutragen**

C (Cloud, deutsch: Wolke) bezieht sich auf die sichtbare Wolkenart.

Cirrus oder Federwolke ist eine leichte, federartige, hohe Wolke . . . . *a*

Cumulus ist eine massige, wollige Wolke von runden Formen . . . . *b*

Stratus ist eine geschichtete Wolkenbildung . . . . . *c*

Nimbus sind niedrige, dunkle Wolken, aus denen Regen fällt . . . . *d*

oder zwei dieser Buchstaben

F (Fraction, deutsch: Bruchteil) bezieht sich auf den von Wolken bedeckten Teil des Himmels . . . . *0* bis *10*

Wenn keine Wolke vorhanden, ist *0* einzutragen; wenn der Himmel vollständig bewölkt, *10*.

B.Q. (Brightest Quarter, deutsch: Hellstes Gebiet) bezeichnet das hellste Gebiet des Himmels . . . . *1* bis *8*

NO = 1, *O* = 2, *SO* = 3, *S* = 4, *SW* = 5, *W* = 6, *NW* = 7, *N* = 8

W (Wind); *d* (direction, deutsch: Richtung) und *f* (force, deutsch: Stärke). (Nach Angaben von der Kommandobrücke.) Die Richtung ist durch Zahlen auszudrücken, wie bei *B.Q.* . . . . *1* bis *8*

Die Windstärke ist nach der folgenden Skala anzugeben:

	Meilen in der Stunde		Meilen in der Stunde	
0 = Windstille	< 1	7 = mäßiger Wind	32 ÷ 38	*0* bis *12*
1 = leichtes Lüftchen	1 ÷ 3	8 = frischer Wind	39 ÷ 46	
2 = leichte Brise	4 ÷ 7	9 = starker Wind	47 ÷ 54	
3 = sanfte Brise	8 ÷ 12	10 = voller Wind	55 ÷ 63	
4 = mäßige Brise	13 ÷ 18	11 = Sturm	64 ÷ 75	
5 = frische Brise	19 ÷ 24	12 = Orkan	> 75	
6 = starke Brise	25 ÷ 31			

(Die Zahlen bedeuten mittlere Geschwindigkeiten, nicht Geschwindigkeiten einzelner Stöße.)

B (Barometer) bezieht sich auf den Barometerstand. Außer dem Stand ist anzugeben, ob das Barometer seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen ist. — **Stand und „*r*“ (risen, deutsch: gestiegen) bzw. „*f*“ (fallen, dtsch.: gefall.).**

T (Thermometer) bezieht sich auf das Thermometer. Es sind die Temperaturen der Luft und des Meeres anzugeben, sowie, ob sie seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen sind. — **Temperatur und „*r*“ oder „*f*“**

Einzutragen

P gibt an, ob Regen = *r* (Rain), Schnee = *s* (Snow), Hagel = *h* (Hail), Nebel = *f* (Fog), Blitz = *l* (Lightning), Donner = *t* (Thunder), trockenes Wetter = *d* (Dry Weather), Nordlicht = *a* (Aurora) vorhanden. Große Buchstaben bedeuten hohe Intensität, z. B. *R* = heftiger Regen. } Kleine oder große Buchstaben

Skala der Signalstärke.

1, 2, 3, 4 } schwach; 5, 6, 7, 8 } mittel; 9, 10, 11, 12 } stark . . . . . . *1* bis *12*

Signaltabellen.

Zeitsignale. Erste Tabelle. — In dem Abschnitt für „Tageslicht" wie in dem für „Dunkelheit" sind je zwei Zeilen vorgesehen, für den Fall, daß die Signale zweier Zeitstationen aufgefangen werden können. Auf See können Länge und Breite in jedem Falle von der Brücke aus erhalten werden. Die Stärke der Signale ist nach der vorstehenden „Skala der Signalstärke" auszudrücken; dabei sollen die Koppelung und die übrigen veränderlichen Faktoren der vom Beobachter angenommenen Normaleinstellung entsprechen.

Ausnahmsweise gute Verständigung. Zweite Tabelle. — Jede Zeile soll sich auf eine besondere Beobachtung beziehen, d. h. jede Zeile soll sich auf eine besondere Sendestation beziehen oder auf den Fall, daß eine und dieselbe Sendestation, nachdem sie eine Zeitlang verloren gegangen war, wieder aufgefunden worden ist. Die Stärke ist nach der vorstehenden „Skala der Signalstärke" auszudrücken.

In der Spalte „Charakter" ist einzutragen: „1", wenn die Verbindung nur einseitig ist (d. h. nur durch Empfang); „2", wenn jede der beiden Stationen mit der anderen verkehren kann. Es ist einzutragen: *t*, wenn die plötzliche Verbindung vorübergehend (engl. transient) ist, d. h. wenn die Signale jedesmal nur einige wenige Minuten hindurch gehört werden, *s*, wenn sie dauernd (engl. steady) ist und länger als eine halbe Stunde anhält.

Schlechte Übermittelung. Dritte Tabelle. — Hier gelten mit den auf der Hand liegenden Abänderungen die für die zweite Tabelle gegebenen Anweisungen.

Formular 2.

Beobachtungen an Signalen.

Wochentag .... Name der Station oder des Schiffes. Ungef. geogr. Lge......Breite ......um Mittag (Ortszeit)

.... Kurs und Geschwindigkeit des Schiffes................

Datum.. Unterschrift des Beobachters...................................

Signale.

Zeitsignale.

	Name der Zeitstation	G.M.T.	L.M.T.	Wellenlänge	Geographische Länge des Beobachters	Geographische Breite des Beobachters	Stärke
Tageslicht an der Empfangsstation	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....
Dunkelheit an der Empfangsstation	....	....	....	....	....	....	....
	....	....	....	....	....	....	....

	Wetter: Tageslicht	Wetter: Dunkelheit
C. & F	....	....
B. Q	....	....
W.: d.......	....	....
f	....	....
B.*	....	....
T.* Luft..	....	....
T.* Meer	....	....
P..........	....	....

* Gestiegen oder gefallen.

Ausnahmsweise gute Verständigung.

G.M.T.	L.M.T.	Stärke	Wellenlänge	Beobachter: Geogr. Länge	Beobachter: Geogr. Breite	Sendestation: Name od. Aufrufbchst.	Sendestation: Geogr. Länge	Sendestation: Geogr. Breite	Charakter
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....

Wetter	
C. & F.	....
B.Q	....
W.: d..	....
f.......	....
B.*....	....
T.* Luft..	....
T.* Meer	....
P.......	....

* Gestieg. od. gefall.

Sind die Störungen während der "freak"-Perioden zahlreich und stark?

(1) Knarren...... .... (2) Knacken .... (3) Summen.......................

Ausnahmsweise schlechte Übermittelung.

G.M.T.	L.M.T.	Stärke	Wellen-länge	Beobachter		Sendestation			Charakter
				Geogr. Länge	Geogr. Breite	Name od. Anrufbchst.	Geogr Länge	Geogr. Breite	
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....
....	....	....	....	....	....	....	....	....	....

Wetter	
C. & F.	....
B.Q.	....
W.: d.	....
f.	....
B.*	....
T.* Luft .	....
Meer .	....
P.	....

* Gestieg. od. gefall.

Bemerkungen: (1) Ungewöhnliche Witterung während der letzten 12 Stunden. ....

(2) Auf dem Wege belegene Landstriche ....

(3) Sind die Störungen wenig und schwach? ....

[Wenden!

Auf der Rückseite des Formulars:

Wir bitten die Beobachter an festen Stationen, die ausgefüllten Formulare am Schlusse jedes Kalendermonats zusammen einzusenden, und zwar innerhalb fünf Wochen, vom Datum des ersten Formulars der Sendung an, gerechnet, und unter Benutzung der mitgelieferten Umschläge. Für Beobachter zur See wird es am bequemsten sein, die Formulare am Ende der Heimreise ihrer heimatlichen Geschäftsstelle in den mitgelieferten Umschlägen zuzustellen. Empfangsbestätigung und Dank werden den Beobachtern umgehend zugesandt werden.

British Association for the Advancement of Science.
Kommission für Radiotelegraphische Forschung.

Dr. W. Eccles, Ehrenschriftführer.
University College, London W.C., England.

British Association for the Advancement of Science.

Kommission für Radiotelegraphische Forschung.

Vorsitzender: Sir Oliver Lodge.
Ehrenschriftführer: Dr. W. Eccles.

Die Kommission bittet die Beobachter, ihr ihre Erfahrungen und ihre Beobachtungsgelegenheiten dadurch zugute kommen zu lassen, daß sie in die beifolgenden Formulare Eintragungen machen.

Erläuterungen zu den graphischen Aufzeichnungen, Formular 3.

Störungen in zeitlicher Nähe der Zeitsignale.

Dreierlei Störungen werden für gewöhnlich im Empfangstelephon gehört. Die eine Art ist ein mehr oder minder andauerndes schnarrendes oder knarrendes Geräusch („Knarren", englisch: „Grinders"); eine andere Art besteht aus scharfen vereinzelten Schlägen („Knacken", englisch: „Clicks"); eine dritte Art besteht aus einem summenden oder kreischenden Geräusch („Summen" oder „Pfeifen", englisch: „Hum" bzw. „Sizzle") und ist häufig während einer Bö zu hören.

Eine Anzahl der Probleme in betreff der Natur und der Quelle der Störungen verlangt zur Lösung die Vergleichung gleichzeitiger Aufzeichnungen seitens weit verteilter Beobachter. Eine praktische Gleichzeitigkeit über weite Gebiete hin ist heutzutage durch die Einrichtung der Zeitsignale leicht gemacht, aber das ideale Aufzeichnungsverfahren erfordert noch kostspielige selbsttätige Apparate. Viel Nützliches kann indessen jeder leisten, der sich Geschicklichkeit in der Anfertigung graphischer Aufzeichnung aus freier Hand aneignet. Diese Aufzeichnungen werden folgendermaßen angefertigt: Eine auf Papier gezogene Linie wird so eingeteilt, daß sie die Zeit darstellt — z. B. 10, 20, 30 . . . Sekunden; in die Nähe der geteilten Linie legt man eine Taschenuhr mit einem Sekundenzeiger, und der Beobachter, der die Telephone trägt und auf die Uhr sieht, bewegt seinen Schreibstift so auf der geteilten Linie entlang, daß die Spitze des Stiftes in dem Augenblicke durch den Teilstrich 10 oder 20 oder 30 . . . hindurchgeht, wo der Sekundenzeiger auf seinem Zifferblatt durch dieselbe Zahl hindurchgeht. So oft der Beobachter eine Störung hört, zeichnet er über der Linie eine Marke ein, welche die Störung darstellt, und verzeichnet somit den Augenblick ihres Eintreffens. Ein Knacken wird durch einen Auf- und Niederstrich dargestellt, der nahezu senkrecht zur Linie steht; ein Knarren durch eine unregelmäßige Marke oberhalb der Linie, und zwar so, daß sie von der

Linie ausgeht und auf ihr endet und eine Fläche einschließt. Ein Summen oder Pfeifen kann durch eine niedrige gewellte Marke dicht über der geteilten Linie dargestellt werden. Eine sehr starke Störung mag etwa einen halben Zoll (etwa 12$^1/_2$ mm) hoch versinnbildlicht werden, und eine sehr schwache etwa $^1/_{16}$ Zoll (etwa 1$^1/_2$ mm) oder weniger hoch, usf. Auf dieselbe Weise läßt sich der genaue Augenblick des Eintreffens von Signalen darstellen.

Um der Vergleichung verschiedener graphischer Aufzeichnung Gültigkeit zu verleihen, ist es wesentlich, daß man die Mittlere Zeit von Greenwich für irgendeinen Punkt der Aufzeichnung bis auf weniger als zwei Sekunden genau kennt. Das läßt sich in der Weise erreichen, daß man in die ersten paar Zentimeter der Aufzeichnung die letzten Punkte oder Striche eines Zeitsignals graphisch einzeichnet. Wenn auf das Zeitsignal meteorologische oder sonstige Signale folgen, muß man diese durch Änderung der Wellenlänge des Apparates ausschließen, so daß man die Störungen in Ruhe beobachten kann. Die Zeit, die bei der Vornahme dieser Änderung verloren geht, wird als freier Raum zwischen der letzten das Zeitsignal bezeichnenden Marke und der ersten eine Störung darstellenden Marke erscheinen. Man muß sehr sorgfältig darauf achten, die erste Störungsmarke an ihre richtige Stelle auf der geteilten Linie zu setzen, da sonst die ganze Aufzeichnung nutzlos sein wird.

Wenn die Station außerhalb der Reichweite eines Zeitsignals liegt, so muß der Beobachter seine Uhr mit einer Sternwartenuhr vergleichen und die G.M.T. zu Beginn der Aufzeichnung ermitteln und angeben. Diese Zeit muß natürlich genau die eines der Zeitsignale sein. Man nehme diese graphische Aufzeichnung nicht vor, wenn man die Zeit nicht genau ermitteln kann.

Wenn die Störungen für eine bequeme Aufzeichnung zu zahlreich sind, verwende man eine losere Koppelung; wenn sie sehr wenig zahlreich sind, verwende man eine enge Koppelung.

[Ausführliche Anweisungen siehe auf der Rückseite dieses Blockes.]

Formular 3. — Störungen in zeitlicher Nähe der Zeitsignale.

Ausführliche Anweisungen.

Wettertabellen. **Einzutragen**

	Einzutragen
C (Cloud, deutsch: Wolke) bezieht sich auf die sichtbare Wolkenart.	
Cirrus oder Federwolke ist eine leichte, federartige, hohe Wolke	*a*
Cumulus ist eine massige, wollige Wolke von runden Formen	*b*
Stratus ist eine geschichtete Wolkenbildung	*c*
Nimbus sind niedrige, dunkle Wolken, aus denen Regen fällt	*d* oder zwei dieser Buchstaben
F (Fraction, deutsch: Bruchteil) bezieht sich auf den von Wolken bedeckten Teil des Himmels	*0* bis *10*
Wenn keine Wolken vorhanden, ist *0* einzutragen; wenn der Himmel vollständig bewölkt, *10*.	
B.Q. (Brightest Quarter, deutsch: Hellstes Gebiet) bezeichnet das hellste Gebiet des Himmels	*1* bis *8*
NO = 1, *O* = 2, *SO* = 3, *S* = 4, *SW* = 5, *W* = 6, *NW* = 7, *N* = 8,	
W (Wind); *d* (direction, deutsch: Richtung) und *f* (force, deutsch: Stärke). (Nach Angaben von der Kommandobrücke.) Die Richtung ist durch Zahlen auszudrücken, wie bei *B.Q.*	*1* bis *8*

Die Windstärke ist nach der folgenden Skala anzugeben:

	Meilen in der Stunde		Meilen in der Stunde	
0 = Windstille	< 1	7 = mäßiger Wind	32 ÷ 38	*0* bis *12*
1 = leichtes Lüftchen	1 ÷ 3	8 = frischer Wind	49 ÷ 46	
2 = leichte Brise	4 ÷ 7	9 = starker Wind	47 ÷ 54	
3 = sanfte Brise	8 ÷ 12	10 = voller Wind	55 ÷ 63	
4 = mäßige Brise	13 ÷ 18	11 = Sturm	64 ÷ 75	
5 = frische Brise	19 ÷ 24	12 = Orkan	> 75	
6 = starke Brise	25 ÷ 31			

(Die Zahlen bedeuten mittlere Geschwindigkeiten, nicht Geschwindigkeiten einzelner Stöße.)

B (Barometer) bezieht sich auf den Barometerstand. Außer dem Stand ist anzugeben, ob das Barometer seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen ist.	Stand und „*r*" (risen, deutsch: gestiegen) bzw. „*f*" (fallen, dtsch.: gefall.)
T (Thermometer) bezieht sich auf das Thermometer. Es sind die Temperaturen der Luft und des Meeres anzugeben, sowie, ob sie seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen sind.	Temperatur und „*r*" oder „*f*"

	Einzutragen
P gibt an, ob Regen = *r* (Rain), Schnee = *s* (Snow), Hagel = *h* (Hail), Nebel *f* (Fog), Blitz = *l* (Lightning), Donner = *t* (Thunder), trockenes Wetter = *d* (Dry Weather), Nordlicht = *a* (Aurora) vorhanden. Große Buchstaben bedeuten hohe Intensität, z. B. *R* = heftiger Regen.	Kleine oder große Buchstaben

Skala der Signalstärke.

1, 2, 3, 4	schwach	5, 6, 7, 8	mittel	9, 10, 11, 12	stark	*1* bis *12*

Graphische Aufzeichnungen. — Störungen in zeitlicher Nähe der Zeitzsignale.

Mit Hilfe eines Summers oder von Signalen mit bekannter Wellenlänge (Clifden, Glace, Bay, Poldhu usw.) stimme man sowohl die Antenne als auch den Sekundärkreis auf eine Wellenlänge von mehr als 2500 m ab und notiere die Einstellungen. Die Wellenlänge trage man in das Formular ein. Nunmehr stimme man auf die Zeitstation ab und lausche auf die Zeitsignale. Man schätze die Stärke der Signale und der Störungen und trage sie ein. Alsdann fange man an, den Sekundenzeiger der Uhr zu verfolgen, und nahe bei Beendigung der Zeitsignale beginne man, die Punkte und Striche an den Stellen aufzuschreiben, welche der Sekundenzeiger bezeichnet. Am Ende der Zeitsignale bringe man die Antenne und den Sekundärkreis auf die zuvor notierte Einstellung und nehme die Aufzeichnung der Störungen an dem durch den Sekundenzeiger bezeichneten Punkte wieder auf. Wenn die Störungen unbequem zahlreich sind, verringere man die Koppelung; wenn ihrer sehr wenige sind, verstärke man die Koppelung. Unmittelbar vor oder nach der Vornahme der graphischen Aufzeichnung trage man die geographische Länge und Breite ein und fülle die Wettertabelle aus.

Wenn der Beobachter seine Uhr für die Zwecke dieser graphischen Aufzeichnung mit einer Sternwartenuhr vergleicht, so muß nach „G.M.T." die G.M.T. zu Beginn der Aufzeichnung angegeben werden. In anderen Fällen trage man die Zeit ein, die das Signal liefert.

Bemerkung: Die Uhr des Beobachters muß so eingestellt werden, daß der Minutenzeiger auf einem Teilstrich steht, wenn der Sekundenzeiger die 60 erreicht. Die Uhr braucht nicht so eingestellt zu sein, daß sie die Zeit von Greenwich oder sonst eine besondere Zeit angibt.

Graphische Aufzeichnungen. **Formular 3.**

Störungen in zeitlicher Nähe der Zeitsignale.

Wochentag .... Name der Station oder des Schiffes. Unterschrift des Beobachters.

Datum............................ ....

Wellenlänge, auf die der Apparat eingestellt ist........m

Geogr. Länge..............Breite..............des Beobachters

Name der Zeitstation...

G.M.T. ....

Stärke der Zeitsignale...

Mittlere Stärke der Störungen...................................

Wetter	
C. & F.	....
B.Q..........	....
W.: d.......	....
f.......	....
B.*	....
T.* {Luft..	....
{Meer	....
P.............	....

* Gestieg. od. gefall.

0 30 1 30 2

2 30 3 30 4

4 30 5 30 6

6 30 7 30 8

8 30 9 30 10

[Wenden!

Auf der Rückseite des Formulars:

Wir bitten die Beobachter an festen Stationen, die ausgefüllten Formulare am Schlusse jedes Kalendermonats zusammen einzusenden, und zwar innerhalb fünf Wochen, vom Datum des ersten Formulars der Sendung an gerechnet, und unter Benutzung der mitgelieferten Umschläge. Für Beobachter zur See wird es am bequemsten sein, die Formulare am Ende der Heimreise ihrer heimatlichen Geschäftsstelle in den mitgelieferten Umschlägen zuzustellen. Empfangsbestätigung und Dank werden den Beobachtern umgehend zugesandt werden.

British Association for the Advancement of Sciences.
Kommission für Radiotelegraphische Forschung.
Dr. W. Eccles, Ehrenschriftführer.
University College, London, W.C., England.

British Association for the Advancement of Science.

Kommission für Radiotelegraphische Forschung.

Vorsitzender: Sir Oliver Lodge.
Ehrenschriftführer: Dr. W. Eccles.

Die Kommission bittet die Beobachter, ihr ihre Erfahrungen und ihre Beobachtungsgelegenheiten dadurch zugute kommen zu lassen, daß sie in die beifolgenden Formulare Eintragungen machen.

Erläuterungen zu den graphischen Aufzeichnungen, Formular 4.

Dreierlei Störungen werden für gewöhnlich im Empfangstelephon gehört. Die eine Art ist ein mehr oder minder andauerndes schnarrendes oder knarrendes Geräusch („Knarren", englisch: „Grinders"); eine andere Art besteht aus scharfen vereinzelten Schlägen („Knacken", englisch: „Clicks"); eine dritte Art besteht aus einem summenden oder kreischenden Geräusch („Summen" oder „Pfeifen"; englisch: „Hum" bzw. „Sizzle") und ist häufig während einer Bö zu hören.

Störungen bei Dämmerung.

Die rasche Zunahme der Anzahl der Störungen, die an irgendeiner Station, deren Apparatur für den Empfang langer Wellen eingestellt ist, bei Sonnenuntergang wahrgenommen wird, läßt sich leicht in einer graphischen Darstellung verzeichnen. Die Zunahme ist oft ziemlich plötzlich und tritt in gemäßigtem Klima für gewöhnlich während der Dämmerung ein. Der Zeitraum, der zwischen Sonnenuntergang und der Periode schnellster Änderung verstreicht, kann sich mit der Lage auf der Erdoberfläche und vielleicht auch mit dem Wetter ändern, und es ist wünschenswert, diesen Punkt zu untersuchen, schon um der Möglichkeit wegen, diese Erscheinung gelegentlich auf dem Meere an Stelle der „Sonnenaufnahme" treten zu lassen, sofern diese nicht ausführbar sein sollte. Um diese Änderungen zu verfolgen, muß man Lage und G.M.T. recht genau in das Formular eintragen. Auf dem Meere kann man beide Angaben für gewöhnlich von der Kommandobrücke erhalten; falls indessen die Lage zweifelhaft ist, ist hinter die Eintragung der geographischen Länge und Breite ein Fragezeichen zu setzen. Falls sich die Station innerhalb der Reichweite von Zeitsignalen befindet, wird die G.M.T. zu Anfang der Störungsaufzeichnungen am besten in der Weise verzeichnet, daß man in die vorgesehenen Felder die auf der Uhr des Beobachters abgelesene Zeit je eines Zeitsignals vor und nach der Auf-

zeichnung der Störung einschreibt und ferner die auf der Uhr des Beobachters abgelesene Zeit zu Beginn der Aufzeichnung. Die Uhr darf dann während der Zeitsignale nicht eingestellt oder reguliert werden. Falls sich die Station außerhalb der Reichweite von Zeitsignalen befindet, mag an die Stelle der Zeitsignale eine einzige Vergleichung der Uhr des Beobachters mit der von einem guten Chronometer angegebenen G.M.T. treten, wenn sie unmittelbar vor oder unmittelbar nach den Beobachtungen vorgenommen wird. Falls die genaue Zeit nicht zu erhalten ist, muß dieser Umstand vermerkt werden.

Das Verfahren bei der Niederschrift der Störungen verläuft folgendermaßen: Eine auf Papier gezogene Linie wird so eingeteilt, daß sie die Zeit darstellt — z. B. 10, 20, 30 ... Sekunden: in die Nähe der geteilten Linie legt man eine Taschenuhr mit einem Sekundenzeiger, und der Beobachter, der die Telephone trägt und auf die Uhr sieht, bewegt seinen Schreibstift so auf der geteilten Linie entlang, daß die Spitze des Stiftes in dem Augenblicke durch den Teilstrich 10 oder 20 oder 30 ... hindurchgeht, wo der Sekundenzeiger auf seinem Zifferblatt durch dieselbe Zahl hindurchgeht. So oft der Beobachter eine Störung hört, zeichnet er über der Linie eine Marke ein, welche die Störung darstellt, und verzeichnet somit den Augenblick ihres Eintreffens. Ein Knacken wird durch einen Auf- und Niederstrich dargestellt, der nahezu senkrecht zur Linie steht; ein Knarren durch eine unregelmäßige Marke oberhalb der Linie, und zwar so, daß sie von der Linie ausgeht und auf ihr endet und eine Fläche einschließt. Ein Summen oder Pfeifen kann durch eine niedrige gewellte Marke dicht über der geteilten Linie dargestellt werden. Eine sehr starke Störung mag etwa einen halben Zoll (etwa $12^1/_2$ mm) hoch versinnbildlicht werden, und eine sehr schwache etwa $^1/_{16}$ Zoll (etwa $1^1/_2$ mm) oder weniger hoch, usf.

Die Antenne und deren Sekundärkreis sollen einmal für alle mit Hilfe eines Summers oder mit Hilfe langwelliger Signale auf eine bekannte Wellenlänge abgestimmt werden, und die Koppelung wird am besten so eingestellt, daß die bei Tageslicht hörbaren Störungen nicht sehr häufig sind. Die Koppelung darf nicht verändert werden, während eine Aufzeichnung gemacht wird.

Bei Sonnenaufgang nehmen die Störungen mit der Zeit an Zahl ab. Man arbeitet im allgemeinen gerade so wie bei Sonnenuntergang, und der Hauptunterschied besteht darin, daß die Koppelung wenn möglich, vor Sonnenaufgang so eingerichtet werden muß, daß die hörbaren Störungen so zahlreich sind, wie man sie bequem niederschreiben kann.

Beobachter, welche diese Aufzeichnungen machen, werden, wie kaum gesagt zu werden braucht, den entsprechenden Abschnitt im Formular 1 unausgefüllt lassen.

[Ausführliche Anweisungen siehe auf der Rückseite dieses Blockes.]

Formular 4. — Störungen bei Dämmerung.

Ausführliche Anweisungen.

Wettertabellen.

	Einzutragen
C (Cloud, deutsch: Wolke) bezieht sich auf die sichtbare Wolkenart.	
Cirrus oder Federwolke ist eine leichte, federartige, hohe Wolke	*a*
Cumulus ist eine massige, wollige Wolke von runden Formen	*b*
Stratus ist eine geschichtete Wolkenbildung	*c*
Nimbus sind niedrige, dunkle Wolken, aus denen Regen fällt	*d*
	oder zwei dieser Buchstaben
F (Fraction, deutsch: Bruchteil) bezieht sich auf den von Wolken bedeckten Teil des Himmels	*1* bis *10*
Wenn keine Wolken vorhanden, ist *0* einzutragen; wenn der Himmel vollständig bewölkt, *10*.	
B.Q. (Brightest Quarter, deutsch: Hellstes Gebiet) bezeichnet das hellste Gebiet des Himmels	*1* bis *8*
NO = 1, *O* = 2, *SO* = 3, *S* = 4, *SW* = 5, *W* = 6, *NW* = 7, *N* = 8.	
W (Wind); *d* (direction, deutsch: Richtung) und *f* (force, deutsch: Stärke). (Nach Angaben von der Kommandobrücke.) Die Richtung ist durch Zahlen auszudrücken, wie bei *B.Q.*	*1* bis *8*

Die Windstärke ist nach der folgenden Skala anzugeben:

	Meilen in der Stunde		Meilen in der Stunde	
0 = Windstille	< 1	7 = mäßiger Wind	32 ÷ 38	*0* bis *12*
1 = leichtes Lüftchen	1 ÷ 3	8 = frischer Wind	39 ÷ 46	
2 = leichte Brise	4 ÷ 7	9 = starker Wind	47 ÷ 54	
3 = sanfte Brise	8 ÷ 12	10 = voller Wind	55 ÷ 63	
4 = mäßige Brise	13 ÷ 18	11 = Sturm	64 ÷ 75	
5 = frische Brise	19 ÷ 24	12 = Orkan	> 75	
6 = starke Brise	25 ÷ 31			

(Die Zahlen bedeuten mittlere Geschwindigkeiten, nicht Geschwindigkeiten einzelner Stöße.)

B (Barometer) bezieht sich auf den Barometerstand. Außer dem Stand ist anzugeben, ob das Barometer seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen ist.	Stand und „*r*“ (risen, deutsch: gestiegen) oder „*f*“ (fallen, dtsch.: gefall.)
T (Thermometer) bezieht sich auf das Thermometer. Es sind die Temperaturen der Luft und des Meeres anzugeben, sowie, ob sie seit der letzten Eintragung in das Logbuch gestiegen oder gefallen sind.	Temperatur und „*r*“ oder „*f*“

	Einzutragen
P gibt an, ob Regen $= r$ (Rain), Schnee $= s$ (Snow), Hagel $= h$ (Hail), Nebel $= f$ (Fog), Blitz $= l$ (Lightning), Donner $= t$ (Thunder), trocknes Wetter $= d$ (Dry Weather), Nordlicht $= a$ (Aurora) vorhanden. Große Buchstaben bedeuten hohe Intensität, z. B. R = heftiger Regen.	Kleine oder große Buchstaben

Skala der Signalstärke.

1, 2, 3, 4 schwach	5, 6, 7, 8 mittel	9, 10, 11, 12 stark		*1* bis *12*

Graphische Aufzeichnungen. — Störungen bei Dämmerung.

Ehe man mit diesen Beobachtungen beginnt, entscheide man sich für irgend eine passende große Wellenlänge und notiere die genaue Einstellung der Empfangsapparate, wenn diese für den Empfang der betreffenden Wellenlänge abgestimmt sind.

Man trage die berechnete Zeit des Sonnenunterganges (bzw. Sonnenaufganges) ein und stelle die Antenne und den Sekundärkreis auf die Normalwellenlänge ein; die Wellenlänge wird eingetragen. Während der dem Beginn der graphischen Aufzeichnung vorausgehenden Minute trage man die auf der Uhr abgelesene Stunde und Minute des Beginns ein. Man gehe mit der Aufzeichnung vor, wenn der Sekundenzeiger die 60 erreicht. Falls man zur Kontrolle der Uhr Zeitsignale benutzt, wird man die Angaben der Uhr zur Zeit der Signale eintragen; falls man den Schiffschronometer oder eine Normaluhr benutzt, muß man statt der Eintragungen der Zeitsignale in die Felder hinter den Wörtern „vor“ und „nach“ eine Angabe der Uhr und die gleichzeitige Angabe des Chronometers (am besten am Ende einer Minute am Chronometer) eintragen.

Die G.M.T. bei Beginn, die geographische Lage, die Wetterkarte usw. können unmittelbar vor oder unmittelbar nach den Beobachtungen ausgefüllt werden.

Bemerkung: Die Uhr des Beobachters muß so eingestellt werden, daß der Minutenzeiger auf einem Teilstrich steht, wenn der Sekundenzeiger die 60 erreicht. Die Uhr braucht nicht so eingestellt zu sein, daß sie die Zeit von Greenwich oder sonst eine besondere Zeit angibt.

Graphische Aufzeichnungen. **Formular 4.**

Störungen bei Dämmerung.

Wochentag...................
Datum.........................

Name der Station oder des Schiffes
....

Unterschrift des Beobachters.
....

Man beginne mit der Beobachtung etwa 15 Min. vor Sonnen $\frac{\text{auf}}{\text{unter}}$ gang und setze sie bis 15 Min. danach fort.

Man stelle auf der Uhr die Zeit des.............Zeitsignals vor (......h......m......s) und nach (......h......m......s) der Beobachtung fest. Wellenlänge, auf die der Apparat eingestellt ist.........m.

Berechnete G.M.T des Sonnenaufganges.......... / Sonnenunterganges.......

Geogr. Länge................Breite................des Beobachters
Zeit zu Beginn, auf der Uhr abgelesen..................

Wetter	
C. & F.	....
B.Q.........	....
W.: d	....
f.......	....
B.*	....
T.* Luft..	....
Meer	....
P..........	....

* gestieg. od. gefall.

0 1 2 3 4 5
5 6 7 8 9 10
10 11 12 13 14 15
15 16 17 18 19 20
20 21 22 23 24 25
25 26 27 28 29 30

[Wenden!

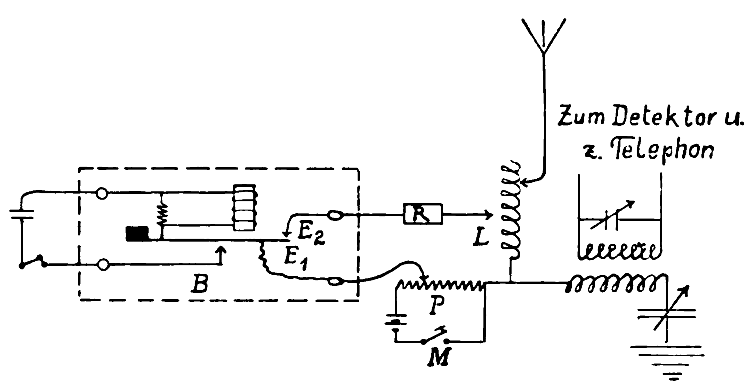
Auf der Rückseite des Formulars:

Wir bitten die Beobachter an festen Stationen, die ausgefüllten Formulare am Schlusse jedes Kalendermonats zusammen einzusenden, und zwar innerhalb fünf Wochen, vom Datum des ersten Formulars der Sendung an gerechnet, und unter Benutzung der mitgelieferten Umschläge. Für Beobachter zur See wird es am bequemsten sein, die Formulare am Ende der Heimreise ihrer heimatlichen Geschäftsstelle in den mitgelieferten Umschlägen zuzustellen. Empfangsbestätigung und Dank werden den Beobachtern umgehend zugesandt werden.

British Association for the Advancement of Science.
Kommission für Radiotelegraphische Forschung.
Dr. W. Eccles, Ehrenschriftführer,
University College, London W.C., England.

Soweit es sich um die Untersuchung natürlicher elektrischer Wellen handelt, werden die in den Formularen skizzierten Beobachtungsmethoden vermutlich für die vorliegenden Zwecke hinreichend genau und umfassend sein. Aber die vorgeschlagenen Methoden zur Beobachtung der Signalstärke sind unstreitig sehr roh. Es wird indessen leicht sein, diesen Teil der Beobachtungen mit Hilfe ganz einfacher Apparate sehr beträchtlich zu verbessern.

Einen einfachen Apparat zur Messung von Signalen hat der Schriftführer der Kommission ersonnen, und zwar in Anlehnung an die seit vielen Jahren in seinem Laboratorium benutzten Apparate und nach Grund-



Man mißt die Stärke der Signale, indem man L konstant hält und den Kontakt längs P verschiebt, oder indem man P konstant hält und L verändert.

sätzen, die er im Jahre 1910 in Arbeiten über Detektoren veröffentlicht hat. Der Apparat ist schematisch in der Figur dargestellt. Er besteht aus einem Summer B, der eine besondere Elektrode E_1, trägt, diese schlägt gegen eine feststehende Elektrode E_2, und beide Elektroden sind gegen den Summerkreis isoliert.

Der Apparat ist tatsächlich ein „Ticker". Der Klopfkontakt ist in einen Kreis eingeschaltet, der einen veränderlichen Teil eines Spannungsunterteilers P, sowie eine Spule L enthält; letztere ist mit der Antenne magnetisch oder anderweitig direkt gekoppelt. Der durch diese Spule fließende unterbrochene Strom versetzt das Antennensystem in Schwingung, und wenn Sekundär- und Detektorkreis in üblicher Weise auf den Empfang von Signalen eingestellt sind, so hört man im Telephon einen musikalischen Ton, den Ton des Summers. Ändert man den in den Schwingungskreis einbegriffenen Teil des Spannungsunterteilers, so kann man durch den Klopfkontakt verschiedene Ströme

senden und daher Nachahmungssignale von jeder beliebigen Stärke erhalten. Man hört die Nachahmungssignale gleichzeitig mit irgendeinem von außen her kommenden Signal, auf das die Antenne zufällig abgestimmt ist, und man reduziert sie mittels eines Klopferschlüssels im Kreise des Spannungsunterteilers. *R* ist ein Ballastwiderstand.

Die Stärke dieser Nachahmungssignale läßt sich ebenfalls offenbar durch Änderung der Koppelung zwischen der Antenne und dem Kreise des Batteriekontaktes ändern. Wir wollen indessen annehmen, diese Koppelung sei einmal für alle passend eingestellt. Um die Stärke gewisser zu beobachtender Signale zu messen, ist es dann nur erforderlich, den Kontakt auf dem Spannungsunterteiler so einzustellen, daß man die Nachahmungssignale ebenso stark hört wie die von außen kommenden Signale. Zum Zwecke einer vollkommenen Abgleichung der Schallstärken muß der Ton des Summers derselbe sein wie jener der Signale, und die Koppelung der Antenne muß herabgesetzt werden, bis beide Signalgruppen sehr schwach sind. Es zeigt sich aber, daß man sehr gut übereinstimmende Messungen selbst dann erhalten kann, wenn die Töne um mehrere Oktaven auseinanderliegen. Es ist natürlich möglich, Summer mit regulierbarer Tonhöhe herzustellen. Für die Beobachtungen, die wir hier im Auge haben, ist indessen die einzige akustische Einstellung, die in Betracht kommt, die, welche man dadurch erhält, daß man den schwingenden Teil des Summers so stark belastet, daß seine Schwingungszahl von der Größenordnung der Funkenfrequenz der Zeitsignale vom Eiffelturm ist.

Es ist klar, daß dieses Verfahren, die Stärke von Signalen zu messen, Ergebnisse liefert, die von den Veränderungen der Empfindlichkeit des Detektors unabhängig sind, wenn diese Veränderungen durch absichtliche Verstellung des Detektors oder durch eine Störung hervorgerufen werden, sowie ferner, daß sie auch in weitem Maße von etwaigen Veränderungen in der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis unabhängig sind, die etwa während der Messung vorgenommen werden. Mithin werden insbesondere die Beobachtungen, die an aufeinanderfolgenden Tagen mit Hilfe desselben Empfangsapparates angestellt werden, miteinander vergleichbar sein, und zwar selbst dann noch, wenn sie von verschiedenen Beobachtern ausgeführt werden. Es ist indessen zu beachten, daß Messungen, die mit diesem oder mit irgendeinem anderen Apparate an verschiedenen Stationen vorgenommen werden, niemals miteinander vergleichbar sein können, es sei denn, daß man die Antennen, die Erdung und die Empfängerkreise an den beiden Stationen in jeder Hinsicht gleich macht.

Vielleicht bieten ein paar Einzelheiten über die Unterstützung Interesse, welche die Kommission bereits für ihr Arbeitsschema zur Aufnahme einer Statistik erfahren hat. Unterstützung ist ihr zuteil geworden von Regierungsbehörden, von Gesellschaften für drahtlose Telegraphie, von Universitäts- und Hochschulbehörden und von Amateurbeobachtern. Von Regierungsbehörden seien genannt: die britische Marine, die in den chinesischen Gewässern, im westlichen Teile des Stillen Ozeans, im Indischen Ozean und in einigen Teilen des Atlantischen Ozeans statistische Angaben sammeln will. Die britische Postverwaltung hat versprochen, uns auf den britischen Inseln zu unterstützen; die Telegraphenverwaltungen von Kanada, Australien, Indien, Neu-Seeland, der Südafrikanischen Union wollen in den ihnen unterstehenden Gebieten arbeiten, und mehrere der kleineren Kolonien wollen zu ihrem Teile mitwirken. Auch das Kaiserliche Telegraphen-Versuchsamt zu Berlin hat seine Mitwirkung zugesagt. Außer diesen Regierungsstationen haben die englischen, amerikanischen und kanadischen Marconi-Gesellschaften Vorkehrungen getroffen, daß vereinzelte Telegraphisten auf gewissen Dampferlinien an der Arbeit teilnehmen, und wertvolle Angaben erwarten wir von seiten der Stationen der Federal Wireless Company of America. Unter den Universitäten und Hochschulen, die bereit sind, mitzuhelfen, befinden sich mehrere deutsche, österreichische, amerikanische und britische Anstalten. deren Mitarbeit gesichert ist, und den Angaben, die wir von den höchst geschickten Beobachtern an diesen Stellen erhalten werden, werden wir großes Vertrauen entgegenbringen. Schließlich haben sich etwa 30 britische Amateure freundlichst bereit erklärt, einen Teil ihrer Zeit der Kommission zur Verfügung zu stellen. Die Kommission hofft, Mittel und Wege zu finden, allen denen die gebührende öffentliche Anerkennung zuteil werden zu lassen, die in so freundlicher Weise an der Lösung des Problems mitarbeiten wollen, das wir zu lösen wünschen. Es sind indessen auf dem europäischen Festlande noch zu wenig Beobachter vorhanden, und wir hoffen, daß jeder, der bereit ist, uns, wenn auch noch so wenig, zu helfen, von dem Schriftführer die Zusendung der Formulare erbitten wird.

Zum Schluß müssen wir feststellen, daß die Kommission Anregungen zur Verbesserung der Formulare oder der Untersuchungsmethoden dankbar entgegennehmen wird.[1])

1) Wir verweisen auch besonders auf den im vorigen Hefte S. 195/196 abgedruckten Bericht „Internationale Versuche über die Ausbreitung Hertzscher elektrischer Wellen". Die Redaktion.

Anhang.

British Association for the Advancement of Science.

Kommission für Radiotelegraphische Forschung.

Spezialuntersuchung.

Einfluß der totalen Sonnenfinsternis am 21. August 1914 auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen.

Die bevorstehende totale Sonnenfinsternis bietet uns eine außergewöhnliche und wichtige Gelegenheit, unsere gegenwärtigen Kenntnisse von der Fortpflanzung elektrischer Wellen durch Luft im Sonnenlicht und in der Dunkelheit, sowie über die Grenzen zwischen beleuchteten und unbeleuchteten Gebieten hinweg zu vermehren. Die Finsternis wird längs eines Streifens total sein, der sich von Grönland über Norwegen, Schweden, Rußland und Persien bis zur Mündung des Indus erstreckt. In Rußland wird die Dauer der Totalität etwas mehr als zwei Minuten betragen.

Zwei Punkte verlangen hauptsächlich eine Untersuchung während der Sonnenfinsternis. Zunächst wird die Fortpflanzung von Signalwellen durch die Luft im Kernschatten und im Halbschatten hinsichtlich der Absorption und der Brechung der Wellen vermutlich anderen Gesetzen gehorchen als in beleuchteter Luft. Zweitens können sich Stärke, Frequenz und Charakter der natürlichen elektrischen Wellen und der atmosphärischen Entladungen verändern. Die Änderungen können entweder aus dem Grunde eintreten, daß die Fortpflanzung der aus fernen Quellen stammenden natürlichen Wellen durch die Finsternis erleichtert oder behindert wird, oder möglicherweise deshalb, weil das Maß, in dem natürliche elektrische Wellen oder atmosphärische Entladungen hervorgebracht werden, aus irgendwelchem unbekannten Grunde durch die Finsternis beeinflußt wird.

Diese Punkte sind bisher nur in geringem Maße untersucht worden. Die Forscher, welche während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912 Signale beobachtet haben, stimmen fast alle dahin überein, daß die Stärke der Signale während der Finsternis größer war als eine Stunde davor oder danach. Es lag nur eine besondere Beobachtung von Störungen während jener Finsternis vor, bei der während des Vorübergehens des Schattenkegels über Europa sehr ausgeprägte und merkwürdige Veränderungen verzeichnet worden sind.

Für die Erforschung der Fortpflanzung von Signalen durch den Kernschatten wird es erforderlich sein, für Stationen für drahtlose Stationen auf beiden Seiten der Mittellinie der Finsternis zu sorgen, um in Zwischenräumen Signale auszusenden, während der Kernschatten zwischen je zweien dieser Stationen hindurchgeht. Dieser Durchgang des Schattens nimmt etwa zwei Minuten in Anspruch. Es ist daher sehr erwünscht, daß die Skandinavischen und Russischen Stationen mehrere Minuten vor, während und nach der Totalität häufig Zeichen geben. Aber auch solche Stationen, die nicht durch ihre Lage in der Nachbarschaft der Mittellinie begünstigt sind, sollten bemüht sein, eine vollständige Aufzeichnung der Änderungen von Signalen während der Finsternis vorzunehmen. Die Stationen, welche in Europa westlich von der Mittellinie, sowie im Mittelmeer und in Klein-

asien liegen, können bemerkenswerte Änderungen in der Signalstärke, besonders bei Signalen aus großen Entfernungen, zwischen 10^h a. m. und 3^h p. m. Greenwicher Zeit finden, und es ist wahrscheinlich, daß die Stationen in Indien und in Ostafrika und auf Schiffen auf dem Indischen Ozean die Wirkung des Halbschattens am Nachmittage spüren werden. Dagegen werden Schiffsstationen auf dem Atlantischen Ozean und feste Stationen in Ostkanada und in den Vereinigten Staaten durch den Halbschatten vermutlich in den frühen Morgenstunden beeinflußt werden. Zu Montreal ist die (partielle) Finsternis um $5^h\,52^m$ a. m. Normalzeit in ihrer größten Phase. Es ist möglich, daß die Finsternis selbst an Orten, wo sie unsichtbar ist, einen Einfluß haben wird.

Die Untersuchung von Störungen bietet ebenso großes Interesse wie die von Signalen. So viel uns bislang bekannt ist, scheinen die natürlichen elektrischen Wellen, die zu radiotelegraphischen Stationen in höheren Breiten als 50° gelangen, von Süden her zu kommen. Mithin werden die größten durch die Sonnenfinsternis hervorgerufenen Änderungen an den Störungen vermutlich an den Stationen in Skandinavien und Rußland wahrgenommen werden, weil die Wellen, um zu diesen Stationen zu gelangen, den Weg des Kernschattens kreuzen müssen. Gleichzeitig sind Änderungen irgendwelcher Art in anderen Gegenden zu erwarten, und es ist daher wünschenswert, daß statistische Beobachtungen über natürliche elektrische Wellen auf der ganzen Erde und besonders an Orten innerhalb eines Erdquadranten im südlichen Rußland angestellt werden. Es ist ferner wünschenswert, daß die Kommission bei der Bearbeitung der Aufzeichnungen von Störungen und Signalen den meteorologischen Beobachtungen, insonderheit denen, welche die Ionisation der Atmosphäre und den Potentialgradienten betreffen, gebührendes Gewicht beilegt.

Die Kommission beabsichtigt, besondere Formulare herzustellen und in Umlauf zu setzen, um statistisches Material über Signale und Störungen zu sammeln, insbesondere innerhalb der Hemisphäre, die wahrscheinlich von der Sonnenfinsternis beeinflußt werden wird. Sie wird bestrebt sein, für die Übermittelung besonderer Signale zu vorher vereinbarten Zeiten Sorge zu tragen, und wird den Behörden, welchen Stationen in der Nähe der Mittellinie unterstehen, ein einfaches Arbeitsprogramm zur Beachtung unterbreiten. Die Vergleichung der Beobachtungsergebnisse untereinander und deren Gegenüberstellung mit den meteorologischen Angaben wird die Kommission ausführen, und ein Auszug aus der Statistik wird zusammen mit den aus deren Analyse gezogenen Schlüssen zu gegebener Zeit veröffentlicht werden.

Die Kommission würde bei der Organisation dieser Untersuchung sehr gefördert werden, wenn jeder, der über die nötigen Gelegenheiten zur Anstellung von Beobachtungen während der Sonnenfinsternis verfügt, sich so bald wie irgend möglich mit dem Schriftführer, Herrn Dr. W. Eccles, University College, London, W. C., in Verbindung setzen möchte.

University College, Gower Street, London, W. C.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 26. Januar 1914.)

Adresse des Autors: 26 Ridgmount Gardens, Gower Street, London W.C., England.

Referate.

Wissenschaftliche Begründung und ungelöste Probleme der drahtlosen Telegraphie von J. A. Fleming (Vortrag gehalten auf der Versammlung der British association for the advancement of science zu Dundee 4.—11. Sept. 1912). Referat-Auszug von A. Esau.

Der gegenwärtige Stand der drahtlosen Telegraphie, ihre großen praktischen Erfolge, die verschiedensten experimentellen und theoretischen Untersuchungen über einzelne Teile des großen Gebietes geben willkommenen Anlaß, einen Gesamtüberblick zu geben über das was erreicht worden ist, was in Zukunft erreichbar sein wird und ferner auch darüber, wie weit die Theorie bis jetzt die Beobachtungen der Praxis zu stützen und zu erklären vermag.

Im folgenden soll dieses geschehen an der Hand einer Reihe von Fragen, deren Beantwortung bisher noch nicht oder nur in unvollkommenem Maße möglich gewesen ist.

Ihrem Inhalte nach gliedern sich dieselben in drei Hauptgruppen.

Die erste beschäftigt sich mit dem Einfluß der Erde auf die Fortpflanzung der elektrischen Wellen; es ist dieses Gebiet das theoretisch am erfolgreichsten bearbeitete. Theorie und Praxis liefern hier viele, wenn auch nicht quantitativ, so doch wenigstens qualitativ übereinstimmende Resultate.

Im zweiten Teil wird es sich um den Einfluß der Atmosphäre auf die Wellenausbreitung handeln. Infolge der wechselnden Beschaffenheit und unserer noch recht unsicheren Kenntnis der Gesetze, nach welchen sich die Veränderungen vollziehen und der Faktoren, die sie hervorrufen, ist der Boden für eine fruchtbare die Beobachtungen erklärende Theorie noch äußerst unsicher und unfruchtbar.

Obwohl gerade auf diesem Gebiete eine Unzahl Einzelbeobachtungen vorliegen — ein jeder Tag bringt neues Material — wird es eine Hauptaufgabe der Gegenwart sein, dieselben noch weiter zu sammeln und vor allen Dingen systematisch zu betreiben, wobei es von großem Vorteil sein dürfte, die Beobachtungen möglichst gleichzeitig an den verschiedensten Punkten der Erdoberfläche und des Luftraumes anzustellen.

Erst dann hätte eine allgemeine Theorie Aussicht die Vorgänge exakt darzustellen und zu erklären.

Im dritten Teil endlich wird die Wirkungsweise der geknickten (Marconi) Antenne der Erdantennen (Kiebitz) diskutiert werden.

Zum Schluß sollen denn noch einige rein praktische Fragen wie beispielsweise die Erfindung eines Anrufapparates, die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen und die Aussichten der drahtlosen Telephonie besprochen werden.

Die einzige Art der drahtlosen Telegraphie, die ein hervorragendes theoretisches Interesse beansprucht, ist die der nichtgerichteten. Sie soll deshalb im folgenden ausführlich behandelt werden.

Als Vorläufer der drahtlosen Telegraphie sind zu nennen James Bowman Lindsay, der unabhängig von Morse und Gale die telegraphischen Methoden elektrische Ströme durch Flüsse zu leiten wieder entdeckte. Er hatte bereits den kühnen Gedanken, die Leitfähigkeit des Seewassers für eine Überseetelegraphie zu benutzen. Seine erfolgreichen Experimente über den Tay gerieten aber später in Vergessenheit infolge der raschen Entwickelung der Kabeltelegraphie.

Weder diese Methode noch eine andere erst später entdeckte, die Induktionsströme benutzt, und von Trowbridge zuerst angegeben, von Preece entwickelt, von Oliver Lodge verbessert, und schließlich von Rathenow, Stevenson, Edison und anderen angewendet wurde, erwies sich für einigermaßen größere Entfernungen als brauchbar. Die induktive Methode scheint jedoch in Verbindung mit dem telegraphischen und telephonischen Verkehr bei fahrenden Eisenbahnzügen eine Zukunft zu haben und ist neuerdings wieder in Aufnahme gekommen durch die unter dem Namen „Railophone“ bekannten Erfindungen von Kramer und G. Kopp.

Eine neue Ära bricht an mit den Entdeckungen von Hertz und seinen Nachfolgern. Abgesehen von Marconis Verbesserungen an den Kohärern von Hughes Branly und Lodge, bleibt als Hauptbestandteil seiner Anordnung, mit der er im Jahre 1896 die Hertzschen Wellen den Zwecken der praktischen Funkentelegraphie dienstbar machte, die Einführung des langen, nahezu vertikalen Luftdrahtes als Sender kombiniert mit einer in oder oberhalb der Erdoberfläche verlegten Metallplatte als Gegengewicht.

In diesem Draht werden Hochfrequenzströme erzeugt ursprünglich in der Weise, daß der Draht selbst die eine Elektrode eines Luftkondensators bildete und die Erde die andere. Später wurden die Schwingungen auf den Draht induktiv übertragen von einem gedämpften geschlossenen Kondensatorkreis, der eine Funkenstrecke enthielt und mit dem Luftdraht irgendwie gekoppelt war.

Wenn auch im Laufe der Zeit die verschiedenen Elemente der Anordnung vielfache Verbesserungen und Umgestaltungen erfahren haben,

so kann man doch behaupten, daß mit Ausnahme einer geringen Anzahl von drahtlosen Stationen, die mit der Duddell-Poulsen-Bogenlampe arbeiten, die Grundform bis jetzt dieselbe geblieben ist. Trotz der großartigen Entwickelung der drahtlosen Telegraphie, der Lösung großer für unüberwindlich gehaltener Probleme, trotz der vielfachen gerade in den letzten Jahren gemachten Beobachtungen und gesammelten Erfahrungen, gibt es noch eine große Reihe wissenschaftlich und technisch wichtiger Fragen, deren erschöpfende Beantwortung bis heute noch nicht möglich gewesen ist.

Diese Fragen teils theoretischer, teils rein praktischer Natur, teils erst in der allerneuesten Zeit aufgetaucht, teilweise aber schon hinabreichend bis in die allerersten Anfänge der drahtlosen Zeichenübertragung überhaupt sollen im folgenden zusammengestellt werden unter gleichzeitiger Mitteilung der Erklärungen, mit denen hervorragende Fachleute aus rein theoretischen oder rein praktischen Erregungen heraus versucht haben sie zu beantworten und zu ihrer vollständigen Klärung beizutragen.

1. Welches ist die genaue Natur des Mechanismus, durch welchen der Sender den Empfänger beeinflußt?

Prof. Sommerfeld, München, beantwortet vom theoretischen Standpunkt die obige Frage folgendermaßen:

„Die genaue Natur dieses Mechanismus wird durch das Schema der Maxwellschen Gleichungen gegeben. Vielleicht sind diese im Inneren der Atome nicht genau richtig. Dagegen haben sie sich für Erscheinungen großen Maßstabes, wie die in Rede stehenden bisher stets bewährt."

Die Wirkung der Senderantenne auf die Empfangsantenne ist nicht nur ein Beispiel für die Induktionswirkung eines elektrischen Stromes auf einen zweiten Kreis wie im Falle der Telegraphie durch magnetische Induktion. In der Radiotelegraphie hängt die vom Sender ausgestrahlte Energie hauptsächlich ab von seiner Form usw. Bevor sie den Empfänger erreicht befindet sie sich in einem Medium, dessen Natur wir nicht kennen.

2. Ist es ein reiner und einfacher Hertzscher Welleneffekt, oder wird er durch elektromagnetische Wellen unterstützt und herbeigeführt, die sich durch die Erdoberfläche oder längs dieser fortpflanzen?

Prof. Sommerfeld erklärt hierzu:

„Die Maxwellschen Gleichungen zeigen, daß eine reine und einfache Hertzsche Welle in der Nähe einer Grenzfläche von heterogenem (leitendem oder dielektrischem) Material nicht möglich ist, daß vielmehr

in diesem sekundäre Effekte induziert werden, welche auch die Fortpflanzung der Wellen in Luft beeinflussen."

3. Welchen Anteil nimmt die Erde an der Fortpflanzung und wirkt sie wie ein vollkommener Leiter, oder wie ein leitendes Dielektrikum? Ist die Verbindung des Senders und des Empfängers mit der Erde ein Vorteil oder ein Nachteil?

In Büchern findet man vielfach aus Gründen der Einfachheit das Problem der drahtlosen Telegraphie unter der Annahme behandelt, daß die Erde eine vollkommen leitende rings vom freien Äther umgebene Kugel ist: Indessen zeigten die Erfahrungen bald, daß die Erde nicht der alleinige Faktor ist, von dem die drahtlose Zeichenübertragung abhängt. Hinzu kommt noch der Einfluß der Beschaffenheit der Atmosphäre, über den weiter unten ausführlicher berichtet werden soll. Wenn man daher für einen Augenblick von letzterem Einfluß absieht, so zeigt sich, daß die Beschaffenheit der Erdoberfläche zwischen Sender und Empfänger von großer Bedeutung für die Wellentelegraphie ist. So ist es allgemein schon sehr lange bekannt, daß die Fortpflanzung der Wellen über See viel besser vor sich geht wie über Land und ebenso besser über gewöhnlichem feuchtem Erdboden wie über trockenem sandigem Boden.

Prof. Sommerfeld bemerkt hierzu folgendes:

„In der Nähe des Senders wirkt die Erde wie ein vollkommener Leiter. In größerer Entfernung kommt es auf die endliche Größe der Leitfähigkeit an. Was man als kleine oder große Entfernung anzusehen hat, hängt von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante des Bodens, sowie von der Größe der Wellenlänge ab und läßt sich theoretisch genau definieren; bei langen Wellen über See sind alle erreichbaren Entfernungen als klein (in diesem Sinne) anzusehen.

Die Erdung des Senders hat keinen Einfluß auf den Vorgang der Wellenausbreitung. Damit ist folgendes gemeint: Zwei verschiedene Sender (mehr oder minder geerdet), welche in kleiner Entfernung dieselbe Wellenamplitude geben, liefern auch in jeder anderen Entfernung dieselbe Wellenamplitude und Wellenform. Zwei solche Sender werden aber, je nach ihrer Konstruktion ganz verschiedene Größen des Stromes und der Energiezufuhr erfordern.

Also: Der Wirkungsgrad der Emission (Verhältnis der Wellenenergie in der Entfernung 1 zur Energiezufuhr) hängt von der Erdung ab. Wie sie davon abhängt, läßt sich nur durch den Versuch mit besonderem Sender bestimmen. Dagegen der Wirkungsgrad der Ausbreitung (Verhältnis der Wellenenergie in der Entfernung r zu der

Wellenenergie in der Entfernung 1) ist von der Erdung unabhängig. Dies läßt sich durch allgemeine theoretische Betrachtung zeigen."

4. Können wir den Nachweis radiotelegraphischer Wellen in einem Viertel des Weges um die Erde als das Ergebnis wahrer Beugung erklären?

Diese Frage tauchte in dem Moment auf, als es Marconi gelungen war, drahtlos Nachrichten über den Atlantischen Ozean, d. h. über eine Entfernung von 5000 km zu übermitteln. Reicht die Annahme von Beugungserscheinungen aus, um die Fortpflanzung der elektrischen Wellen über derartig große Entfernungen zu erklären?

Die Beantwortung und Diskussion der obigen Frage gehört ins mathematische Gebiet, sie macht außerordentlich langwierige und zum größten Teile recht schwierige Rechnungen notwendig, die zum ersten Male 1903 von H. M. Macdonald durchgeführt und dann nochmals von ihm im Jahre 1910 wiederholt worden sind[1]).

Dasselbe Problem ist ferner behandelt worden von Poincaré[2]). In seiner letzten Abhandlung im Jahrbuch S. 445, 1910, kommt er zu dem Schluß, daß die Amplitude der Schwingungen an einem Punkt der Erdoberfläche, der von einer Sendestation von dem Winkel Φ entfernt ist, dieser gemessen längs eines größten Kreises durch beide Stationen, proportional ist einer Exponentialfunktion $e^{-mw\frac{\Phi}{3}}$ wo m eine gewisse numerische Konstante und w eine komplexe Größe, deren reeller Teil der Frequenz proportional ist. Dieses Resultat stimmt mit der Erfahrungstatsache überein, wonach zur Überbrückung großer Entfernungen lange Wellen erforderlich sind. Quantitative Schlüsse indessen lassen sich aus seinen Formeln nicht ziehen.

Die Frage nach der Beugung elektrischer Wellen um die Erdoberfläche herum hat dann noch J. W. Nicholson in einer Reihe bemerkenswerter Abhandlungen erörtert[3]).

Auch er kommt, wie Poincaré und Macdonald zu dem Resultat, daß eine Beugung im gewöhnlichen Sinne nicht hinreichend ist, um die Tatsache der Telegraphie über lange Entfernungen zu erklären.

---

1) Macdonald, Proc. Roy. Soc., London, vol. 71, 1903, S. 251; vol. 72, 1904, S. 59; vol. 210, 1910, S. 113. „Über die Beugung elektrischer Wellen an einem vollkommen reflektierenden Hindernis."

2) Poincaré, La Lumière électrique vol. 4, 1908, S. 323; Comptes Rendus 1909; Jahrb. 3, 445, 1910.

3) J. W. Nicholson, Phil. Mag. 1910, vol. 19, S. 276, 435, 516, 757. Vgl. auch Jahrb. 4, 20, 1910/11.

5. Wenn das nicht der Fall ist, können wir dann die Sommerfeldsche Theorie annehmen, nach welcher die Wirkungen auf große Entfernungen hauptsächlich auf Oberflächenwellen beruhen, die sich längs der Erdoberfläche fortpflanzen, so wie sich elektromagnetische Wellen längs Drähten fortpflanzen? Die vorhin angeführten Mathematiker behandeln das Problem unter der Annahme einer vollkommen leitenden Erde und eines Hertzschen Oszillators, der von der Erde vollkommen getrennt ist. Beide Annahmen sind in der Praxis niemals erfüllt und daher kommt es, daß die von ihnen erhaltenen Resultate nichts zur Erklärung der Erscheinung beitragen können.

Die wirklich vorhandene Erde besteht aus einem Gemisch von Materialien, die ihre Leitfähigkeit in erster Linie dem Wasser verdanken. Bei Abwesenheit von Feuchtigkeit sind alle gute Isolatoren. Die Dielektrizitätskonstante selbst des Seewassers, das zu den Leitern zu zählen ist ($\varepsilon = 80$) ist noch weit entfernt von dem Werte $\varepsilon = \infty$ für einen idealen Leiter.

Die experimentellen Bestimmungen des Widerstandes und der Dielektrizitätskonstanten für die verschiedenen Substanzen der Erdoberfläche sind mit Gleichstrom ausgeführt und nur sehr angenähert richtig. Es ist dabei nicht in Betracht gezogen werden, daß bei nicht metallischen Substanzen wie Quarz, Feldspat, Schiefer usw. die Leitfähigkeit mit der Temperatur zunimmt und daß diese außerdem noch verschiedene Werte annimmt, je nachdem es sich um Gleich- oder Wechselstrom handelt. In der Mehrzahl aller Fälle sind die Bestandteile der Erdkruste sehr gute Isolatoren. So hat beispielsweise trockener Granit eine Dielektrizitätskonstante von ungefähr 7—8 und einen spezifischen Widerstand von etwa 1000 Megohm pro Kubikzentimeter[1][2].

Sommerfeld setzt bei seiner Theorie voraus einen Hertzschen Oszillator, dessen Achse senkrecht steht auf der Grenzfläche zweier Medien (Erde und Luft), deren Leitfähigkeiten σ_1 bzw. σ_2, Dielektrizitätskonstanten k_1 k_2 und Permeabilitäten μ_1 bzw. μ_2 sind. Von der Trennungsfläche der beiden Medien wird ferner noch verlangt daß sie eben und unendlich ausgedehnt ist.

1) H. Löwy, Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit der Gesteine. Annalen d. Phys. 36, 125, 1911.

2) Von Fleming und Dyke ist kürzlich mitgeteilt worden, daß der Wechselstromwiderstand von Isolatoren eine Funktion der Frequenz und keineswegs identisch mit dem Gleichstromwiderstand ist. Inst. Elec. Eng. 1912 und Jahrb. 7, 264, 1913, „Über den Verlustwinkel usw. für Wechselströme".

Von den Maxwellschen Gleichungen ausgehend kommt Sommerfeld nach umfangreichen mathematischen Entwickelungen zu dem Endresultat, daß die Strahlung des Oszillators aus drei Summenden zusammengesetzt ist. Zwei derselben liefern Raumwellen, bei denen die Amplituden sich umgekehrt verhalten wie die Quadrate der Entfernungen, während der dritte einer Oberflächenwelle entspricht. Dieser Wellentyp ist das Analogon zu den elektromagnetischen Wellen an Drähten. Die Amplituden variieren hier wie $\frac{1}{\sqrt{r}}$ und die Energie daher umgekehrt mit r.

Die Raumwellen sind der Beugung unterworfen und werden durch Hindernisse in ihrer Ausbreitung gehemmt. Die Oberflächenwellen andererseits werden nicht aufgehalten, sie folgen der Krümmung der Oberfläche und existieren noch, wenn die Raumwellen bereits erloschen sind.

Wenn die Sommerfeldschen Resultate richtig sind, brauchen wir nicht länger nach einer Erklärung für die Fortpflanzung elektrischer Wellen über eine Entfernung gleich dem Erdquadranten zu suchen. Diese Erscheinung würde dann mit der Beugung nichts mehr zu tun haben.

Die Wirkung auf solche Entfernungen ist dem Vorhandensein von Oberflächenwellen zuzuschreiben, die sich, ähnlich den elektrischen Wellen an Drähten, längs der Oberfläche fortpflanzen.

Zwischen diesem elektrischen Raum und Oberflächenwellen und ähnlichen Erscheinungen bei Erdbeben besteht eine gewisse Analogie. Von Seismologen werden diese Wirkungen bezeichnet als Vorläufer und Hauptwelle. Hierbei treten zwei Arten von Störungen auf, die sich durch das Erdinnere mit Geschwindigkeiten von 10 und 5 km pro Sekunde fortpflanzen. Außer ihnen tritt noch, etwas später, eine zweite Hauptwelle auf, die sich mit einer Geschwindigkeit von ca. 3 km fortbewegt. Diese letztere ist eine Oberflächenwelle, die der Krümmung der Erdoberfläche folgt, wohingegen die beiden zuerst auftretenden Raumwellen darstellen. In gleicher Weise können wir bei der drahtlosen Telegraphie von 3 Wellentypen sprechen: erstens eine, die die Luft oberhalb der Erdoberfläche durchdringt, eine zweite, die in der Erdkruste verläuft, und die dritte — eine Oberflächen- oder Zylinderwelle — die beschränkt ist auf die Trennungsschicht der beiden Dielektrika.

Aus den Sommerfeldschen Gleichungen läßt sich ferner das der

Praxis schon lange bekannte Resultat ableiten, daß zur Überwindung großer Entfernungen lange Wellen erforderlich sind.

Da andererseits die Strahlung der Antenne mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, so ergibt sich, daß höchstwahrscheinlich eine gewisse maximale Wellenlänge existiert, die für eine bestimmte Entfernung und Oberfläche am günstigsten ist.

Man wird annehmen können, daß bei der Telegraphie über große Entfernungen im wesentlichen die Oberflächenwellen wirksam sein werden, die im Gegensatz zu den Raumwellen nicht durch Beugung in ihrem Fortschreiten gehindert werden. Wenn die Erde ein vollkommener Leiter wäre, würden die Oberflächenwellen auf die Oberflächenhaut beschränkt sein. Bei der vorhandenen Erdbeschaffenheit indessen dringen sie mehr oder minder in die tiefer gelegenen Schichten ein, je nach der besseren oder schlechteren Leitfähigkeit der Bestandteile der Erdkruste.

Prof. Sommerfeld erklärt zu den beiden Fragen 4. und 5. folgendes:

„Zwischen ‚wahrer Beugung' und ‚Oberflächenwellen' ist kein prinzipieller Gegensatz, da beide Erscheinungen aus derselben Quelle der Maxwellschen Gleichungen fließen. Sie sind bei einer gekrümmten Oberfläche in Strenge nicht voneinander zu trennen, ebensowenig wie sich die Raumwellen (von Hertzschem Typus) und die Oberflächenwellen (vom Rayleigh-Typus) strenge trennen lassen, vielmehr durch die Grenzbedingungen an der Erdoberfläche notwendig miteinander verknüpft sind."

6. Ist die von Sommerfeld aufgestellte mathematische Theorie gültig?

Von Dr. Eccles (Electrician, April 5, 1912, Vol. 68, S. 1064) ist der Einwand gemacht worden, daß bisher ein experimenteller Beweis für die Existenz der Sommerfeldschen Oberflächenwellen nicht gegeben worden ist.

Man kann aber leicht beweisen, daß elektromagnetische Wellen sich auf einer Fläche ausbilden können. Für das Vorhandensein dieser Oberflächenwellen spricht vielleicht das der Erfahrung entstammende Resultat, daß für die Aufnahme der Zeichen bei großen Entfernungen der beiden Stationen Antennen großer Höhen nicht unbedingt erforderlich sind, woraus sich ergibt, daß an der Erdoberfläche ein konzentriertes elektrisches und magnetisches Feld existiert.

Die von Sommerfeld durchgeführte Rechnung sieht ab von der Kugelgestalt der Erde; sie nimmt vielmehr die Trennungsfläche zwischen

Erde und Luft als eben an. Auf seine Veranlassung hin hat dann March die analogen Betrachtungen durchgeführt für den konkreten Fall, daß die Trennungsfläche eine Kugelfläche ist.

Prof. Sommerfeld gibt zu obigem nachfolgende Erklärungen:

„Über den Einfluß der Erdkrümmung habe ich selbst keine quantitativen Rechnungen publiziert; ich habe nur die Vermutung ausgesprochen, daß der Typus der Oberflächenwellen für ihre Überwindung günstig sein könne. Dagegen habe ich Herrn N. W. March veranlaßt, darüber zu arbeiten (Diss. München 1911; Ann. d. Physik 37). March fand für die Amplitude A in einem Punkte, der von dem geozentrischen Winkel Θ entfernt ist,

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{\Theta \sin \Theta}} \tag{1}$$

also für kleine Θ eine Abnahme, die dem Winkel Θ und also der auf der Erdoberfläche gemessenen Entfernung proportional ist. Für große Θ eine langsamere Abnahme und für $\Theta > 110^0$ sogar eine Zunahme der Amplitude. Leider ist dieses Resultat mathematisch nicht korrekt, wie Poincaré in den C. R. 1912 bemerkt hat. Es kommt nämlich bei richtiger Rechnung zu (1) noch der Exponentialfaktor

$$e^{-\beta \Theta \left(\frac{2 \pi a}{\lambda}\right)^{-\frac{1}{3}}} \tag{2}$$

hinzu.

λ = Wellenlänge,
a = Erdradius,
β = ein Zahlenfaktor, kleiner als 1.

Durch diese Berichtigung nähert sich das Ergebnis von March denjenigen von Poincaré und Nicholson. Infolgedessen wird Herr March seinen Einspruch gegen diese Arbeiten demnächst in den Annalen widerrufen. Da hiernach die experimentelle Dämpfung von der Form (2) auf drei voneinander unabhängigen Wegen (von Poincaré, Nicholson und March) aus den Maxwellschen Gleichungen gefolgert worden ist, kann sie als bewiesen gelten. Wie mir scheint, ist aber die numerische Größe dieser Zerstreuung von Poincaré und Nicholson überschätzt worden. Mit den Beobachtungen von Austin dürfte der theoretische Wert der Größenordnung noch übereinstimmen, während Poincaré meinte, daß er hundertmal so groß sei. Auch stimmt der empirische Dämpfungsfaktor in der Formel von Austin mit der theoretischen

Formel (2) der Form nach überein, nur mit dem Unterschiede, daß bei Austin $\lambda^{-\frac{1}{2}}$, in (2) $\lambda^{-\frac{1}{3}}$ steht.

Man darf sich durch die Experimentalfunktion in (2) nicht zu sehr imponieren lassen, sondern muß bedenken, daß für die großen Wellen transatlantischen Verkehrs $\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^{-\frac{1}{3}}$ eine mäßige Zahl ist, z. B. nur gleich 21,5 für $\lambda = 4$ km, daß also der Exponent in (2) mit $\Theta = 15^0$ (entsprechend ungefähr der größten bei Austin vorkommenden Entfernung von 900 Seemeilen) und mit $\beta = 0{,}7$ (dem von Herrn Nicholson angegebenen Wert dieses Zahlenfaktors) nur gleich 4 wird. Bei diesen Rechnungen ist die Erde als vollkommener Leiter vorausgesetzt. Eine demnächst von Herrn von Rybczinsky zu publizierende[1]) Rechnung wird die endliche Leitfähigkeit der Erde berücksichtigen und zeigen, daß der Zerstreuungsfaktor β bei anderer Approximation wesentlich kleiner ausfällt als 0,7. Übrigens ist die Berechnung dieses Faktors etwas unsicher und mit eigentümlichen mathematischen Schwierigkeiten behaftet.

Die Form des Faktors (1) weist, wie March ausführt, auf eine flächenhafte Ausbreitung der Wellen hin. In der Tat ist ein Θ proportional mit der Größe des durch den Empfänger von dem Sender gelegten Parallelkreises auf der Erde, und es würde, bei rein flächenhafter Ausbreitung, die Energie umgekehrt proportional der Größe dieses Parallelkreises variieren. In Wirklichkeit tritt aber die flächenhafte Ausbreitung nicht rein auf, sondern es kommt in (1) zu $\sqrt{\sin\Theta}$ der Faktor $\sqrt{\Theta}$ und namentlich in (2) die wichtige experimentelle Zerstreuung hinzu."

7. Welche anderen Erklärungen lassen sich für die praktischen Ergebnisse geben, die man in der drahtlosen Telegraphie auf große Entfernungen erhalten hat, und bei denen Entfernungen überwunden worden sind, welche mit einem Erdquotienten vergleichbar sind, wenn man keine anomale Beugung oder sonst eine Fortpflanzung von Oberflächenwellen annehmen will?

Prof. Sommerfeld meint hierzu: daß „man nach anderen Erklärungen suchen soll, solange nicht die aus der einfachsten Annahme gefolgerten obigen Formeln mit quantitativen Versuchen verglichen sind."

8. Was ist, abgesehen von der Wirkung der Krümmung der Erde,

1) Inzwischen erschienen Ann. Phys. 41, 191, 1913.

der Grund für den großen Unterschied, den man bei der Fortpflanzung der elektrischen Wellen über See und über Land für bestimmte Wellenlängen gefunden hat?

Diese Frage ist sehr eingehend von Zenneck[1]) untersucht worden. Unter der Annahme einer ebenen Erde und ebener elektromagnetischer Wellen diskutiert er den Einfluß der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstante der Erdkruste auf die Wellenausbreitung.

Von denselben Grundgleichungen ausgehend wie Sommerfeld, kommt er zu Ausdrücken, aus denen die Dämpfung der Wellenlänge der horizontalen Grenzfläche berechenbar ist. Die Größe der Dämpfung ergibt sich als abhängig von der Dielektrizitätskonstante und der Leitfähigkeit der Erdkruste. Beispielsweise sinkt die Amplitude einer 300 m-Welle über freie See erst in einer Entfernung von ca. 10000 km vom Ausgangspunkt auf den e^{ten} Teil, während dieses bei trockenem Boden bereits nach 10 km eintritt. Die Rechnung zeigt ferner, daß die Welle um so tiefer in den Erdboden eindringt, je schlechter seine Leitfähigkeit ist.

Das allgemeine Resultat seiner Untersuchungen ist, daß man die Erde im Falle der drahtlosen Telegraphie keineswegs als vollkommenen Leiter betrachten darf. Sie hat vielmehr einen sehr großen Einfluß auf die Wellenamplitude, verzerrt das elektrostatische Feld und gibt Anlaß zu dem Auftreten von Oberflächenwellen, die ohne Schwierigkeit die Krümmung der Erdoberfläche zu überwinden vermögen.

Zusammenfassend kann man wohl sagen, daß die Theorien von Zenneck und Sommerfeld wertvolle Beiträge liefern für die Erklärung einer Reihe bisher noch nicht völlig beantworteter Fragen der drahtlosen Telegraphie.

Prof. Sommerfeld bemerkt hierzu:

„Aus meinen Formeln (z. B. im Jahrb. **4**, 157, 1910/11) folgt, abgesehen von der Krümmung der Erde, besonders bei kleineren Wellenlängen, ein großer Unterschied der Ausbreitung über Land und über See, auch über Süßwasser und Seewasser. Die Tendenz der Praxis, zu immer größeren Wellenlängen überzugehen, läßt sich von meinem Standpunkte aus dadurch verstehen, daß die größeren Wellenlängen sowohl den Einfluß der Unvollkommenheit der Erdleitung, wie denjenigen der Erdkrümmung herabdrücken."

---

1) J. Zenneck, „Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs ebener Leiterflächen und ihre Beziehungen zur drahtlosen Telegraphie", Ann. d. Phys. **23**, 846, 1907.

Die im ersten Teil behandelten Fragen beschäftigen sich in der Hauptsache mit den mathematischen Theorien über die Fortpflanzung der elektrischen Wellen ohne Rücksichtnahme auf die Vorgänge in der Atmosphäre. Ihre experimentelle Prüfung ist bisher nur in geringem Umfang und unter ganz speziellen Bedingungen in Angriff genommen worden. Die für die Durchführbarkeit der mathematischen Behandlung obiger Probleme sich als notwendig erweisenden vereinfachten, von der Wirklichkeit vielfach abweichenden Annahmen und Voraussetzungen können experimentell nur annäherungsweise realisiert werden und es ist daher fraglich, ob die Theorie an ihren Resultaten eine sichere Stütze wird gewinnen können.

Anders liegen die Verhältnisse bei den hier zu besprechenden Fragen, die sich mit dem Einfluß der Atmosphäre auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen beschäftigen werden.

Infolge der heutzutage noch nicht lückenlosen Kenntnis der Beschaffenheit der Atmosphäre, vor allen Dingen der höheren Schichten, ist eine exakte theoretische Behandlung bisher noch nicht versucht worden. Diese wird erfolgreich erst dann durchgeführt werden können, wenn zahlreiche von einer großen Anzahl Beobachtungsstationen in den verschiedensten Weltgegenden zu den verschiedensten Tages- und Jahreszeiten einheitlich und systematisch durchgeführte Beobachtungen vorliegen werden.

Gelegentliche Einzelbeobachtungen, die heute schon in großer Anzahl vorliegen, können in der Hauptsache nur dazu dienen, die Grundlagen für die zweckmäßigste Anlage und Durchführung der notwendigen Versuche im großen Maßstabe zu schaffen, deren Inangriffnahme in kurzer Zeit zu erwarten ist, nachdem in allen Weltteilen die Errichtung weitreichender Großstationen beschlossen oder zum größten Teil bereits durchgeführt worden ist.

Im folgenden sollen die einzelnen Fragen an der Hand der bisherigen Beobachtungsresultate näher erörtert werden.

1. Was die Atmosphäre anbetrifft, warum ist es zu gewissen Zeiten möglich, mit gegebener Sender- und Empfängereinrichtung über außergewöhnlich große Entfernungen zu verkehren, während zu anderen Zeiten die Reichweite stark verringert ist?

Prof. Fleming sagt hierzu:

Es ist eine bewiesene Tatsache, daß in der Erdatmosphäre etwas vorhanden ist, das auf die in der drahtlosen Telegraphie benutzten Wellen dieselbe Wirkung ausübt, wie der Nebel auf die Lichtwellen.

Sehr interessante Beobachtungen hierüber sind von Admiral Jackson

gemacht und veröffentlicht worden (Proc. Roy. Soc. London **70**, 254, 1902). Nach seinen und auch von anderer Seite mitgeteilten Beobachtungen ergibt sich, daß bei Eintritt von feuchtem stürmischem Wetter die Reichweite einer Station beträchtlich abnehmen kann bis auf den vierten Teil ihrer normalen. Derartige Beobachtungen können sehr häufig an der afrikanischen Küste beim Einsetzen des Siroccos gemacht werden, der sehr feucht ist und viel Wüstenstaub mit sich führt.

Viel seltener tritt der umgekehrte Fall ein, daß die Reichweite über die normale hinaus steigt. Fälle dieser Art sind gelegentlich in Kanada beobachtet worden, wo unmittelbar nach einer Aurora borealis die Reichweite auf den sechsfachen Betrag der normalen stieg.

In neuerer Zeit beobachtet und bekannt geworden sind auch die fast unglaublich erscheinenden Entfernungen, die in der Gegend des Stillen Ozeans von kleinen Stationen überbrückt worden sind. Ein gegenseitiger Verkehr zwischen zwei Schiffsstationen auf einige tausend Kilometer ist dort keine Seltenheit[1]).

Eine Erklärung für diese durch zahlreiche Beobachtungen sicher nachgewiesene Erscheinung ist augenblicklich noch nicht möglich. Ihre Ursache könnte nach Ansicht von Prof. Sommerfeld vielleicht in einer ungleichmäßigen Ionisation der Atmosphäre zu suchen sein, die möglicherweise eine Zerstreuung der Wellen zur Folge haben könnte.

2. Was ist hinsichtlich des Unterschiedes in der maximalen oder effektiven Reichweite bei Tage und Nacht die wahre Erklärung für die Tatsache, daß bei Verwendung gegebener Anordnungen für große Entfernungen die effektive Reichweite bei Nacht ungefähr dreimal größer ist als bei Tage, sofern man nicht sehr lange Wellen anwendet?

3. Kann dieser Unterschied zwischen Tag und Nacht als ein von der Wirkung des Lichts auf die Sendeantenne herrührender Effekt erklärt werden?

4. Kann er als auf der Ionisation der oberen Luftschicht durch Sonnenlicht und dadurch bewirkte Änderung der Leitfähigkeit der Luft beruhend erklärt werden?

5. Wenn keine der vorstehenden Erklärungen dem Sachverhalt ganz entspricht, worauf beruht denn dieser herabsetzende Einfluß des Tageslichtes?

Die erste Beobachtung über die verschieden große Reichweite einer Station während des Tages und der Nacht ist von Marconi bereits im

1) Hierher gehört auch die Erscheinung, daß in den kälteren Jahreszeiten die Reichweite einer Station größer ist wie in den wärmeren.

Jahre 1902 bei der Aufnahme der Zeichen von **Poldhu** gemacht und veröffentlicht worden. Die Zeichen dieser Station konnten über See nachts noch auf 2000 Meilen Entfernung deutlich aufgenommen werden, wohingegen am Tage die Reichweite schon bei 700 Meilen ihre Grenze hatte. Durch diese interessante Beobachtung angeregt, haben seitdem eine Reihe anderer Beobachter den Verlauf der Lautstärke der Zeichen als Funktion der Tages- und Nachtzeit genauer untersucht. Eine sehr interessante Kurve dieser Art ist von Prof. **Pierce** in seinem Buch über „Drahtlose Telegraphie" S. 135 mitgeteilt worden.

Aus ihr geht hervor, daß die Lautstärke der Signale der Station Glacebey in 600 Meilen Entfernung um Mitternacht etwa 30 mal so groß war wie am Tage. Ähnliche Resultate sind auch von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie mitgeteilt worden.

Die Verschiedenheit der von den einzelnen Beobachtern gefundenen Werte für das Verhältnis der Lautstärken bei Tages- und Nachtzeiten beruht auf den voneinander stark abweichenden Bedingungen, unter denen die Messungen vorgenommen worden sind.

Systematisch und unter stets denselben Versuchsbedingungen, d. h. in derselben Entfernung von der Sendestation und unter Beibehaltung der gleichen Sende- und Empfangseinrichtungen vorgenommenen Beobachtungen ergaben zwar von Tag zu Tag etwas verschiedene Absolutwerte für die Größe des Verhältnisses der Lautstärken bei Tages- und Nachtzeit, indessen sind die Schwankungen viel geringer als man vermuten sollte. Der Verlauf der Intensitätskurve als Funktion der Zeit ist qualitativ stets nahezu der gleiche. Aus dortigen Messungen geht hervor, daß jenes Verhältnis abhängt von der Entfernung zwischen Sende- und Empfangsstation derart, daß seine Größe zunimmt mit wachsender Entfernung. Der Verlauf der Kurve als Funktion des Abstandes ist zwar noch lückenhaft, indessen läßt sich aus ihr schon erkennen, daß bei kleinen Entfernungen bis zu etwa 100 km der Unterschied zwischen Tag und Nacht sehr gering ist, während er darüber hinaus deutlicher hervortritt, um bei 1000 und mehr Kilometern sehr große Werte anzunehmen.

Auf die Größe dieses Verhältnisses ist die Wellenlänge von bedeutendem Einfluß, der sich dahin geltend macht, daß bei kurzen Wellen sich ein großer Wert ergibt, der aber mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, um sich bei sehr großen Wellen von Tausenden von Kilometern dem Werte 1 zu nähern. Hieraus ergibt sich das der Praxis schon lange bekannte Gesetz, daß für den Tagesverkehr über sehr großer Entfernungen nur große Wellenlängen in Frage kommen.

Übrigens ist es in neuerer Zeit mit empfindlichen Meßinstrumenten gelungen, für eine Entfernung von nur 10 km bei kleinen Wellenlängen von 400—600 m bereits eine Verschiedenheit in der Empfangsintensität bei Tag und Nacht im durchschnittlichen Betrage von ca. 20 % nachzuweisen, ein Beweis dafür, daß die Meßtechnik und Meßsicherheit in der Radiotelegraphie erhebliche Fortschritte gemacht hat.

Was die Frage der Einwirkung des Lichtes auf die Sende- und Empfangsantenne betrifft, so ist es selbst unter Verwendung hochempfindlicher Meßanordnungen und trotz sorgfältigster und zahlreicher Beobachtungen nicht gelungen, Einflüsse dieser Art in einer Größenordnung festzustellen, die hinreichend wäre, auch nur annähernd den großen Unterschied in der Reichweite bei Tag und Nacht zu erklären.

Aus diesen Messungen und aus gelegentlichen Beobachtungen an Stationen in tropischen Gegenden geht zwar hervor, daß ein Einfluß des Lichtes auf die Sendeantenne, der sich in einer vergrößerten Dämpfung und einer geringeren Energieaufnahme geltend machte, unzweifelhaft vorhanden ist, daß aber Unterschiede über 20—30 % nie konstatiert werden konnten.

Aus allen bisher bekannt gewordenen Beobachtungen folgt mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit, daß die Ursache für die verschiedene Übertragung bei Tages- und Nachtzeit und zum verschwindenden Teil an der Sende- und Empfangsanlage selbst zu suchen sein wird, sondern vielmehr in dem Medium zwischen den Stationen liegt.

Für die Erklärung dieser Einwirkung des Tageslichtes wird vielfach die Ionisation der Luft infolge der Sonnenstrahlung angeführt, die eine vergrößerte Leitfähigkeit derselben und, dadurch bedingt, eine Absorption der elektrischen Wellen zur Folge haben soll.

Indessen haben Messungen für die Leitfähigkeit der Luft so kleine Werte ergeben, daß es unmöglich erscheint, an der obigen Theorie festzuhalten. Prof. Pierce hat eine Berechnung über die zur Erklärung der Erscheinungen notwendige Größe der elektrischen Leitfähigkeit der Luft angestellt und gefunden, daß dieser Wert etwa 100000 mal so groß sein müßte wie der gemessene. Aus obigem geht hervor und das ist auch die Meinung von Prof. Zenneck, daß die Leitfähigkeit der Luft nach dem jetzigen Stande unsere Kenntnis für die Erscheinung wohl kaum in Betracht kommen kann.

Immerhin wären sorgfältige Messungen der elektrischen Leitfähigkeit der Luft zu verschiedenen Tages- und Nachtzeiten über See und Land von großem Werte.

Eine andere mögliche Erklärung dieser Erscheinungen ist von

Prof. Fleming gegeben worden. Er nimmt an, daß, wenn die oberen Schichten der Luft ionisiert werden, die Ionen Kondensationskerne für den Wasserdampf bilden, und daß auch das Vorhandensein dieser zahlreichen Wassertröpfchen die oberen Luftschichten eine höhere Dielektrizitätskonstante erhalten wie die tieferen.

Eine elektrische Welle wird sich in ihm langsamer fortpflanzen wie in nicht ionisierter Luft. Wenn daher eine ebene Welle parallel zur Erdoberfläche fortschreitet und die oberen Luftschichten ionisiert sind, wird die größere Geschwindigkeit der Wellenebene in den unteren Schichten zur Folge haben, daß die Richtung des Strahles gehoben wird und ganz oberhalb der Empfangsantenne verläuft, ohne diese zu beeinflussen. Der Einfachheit der Rechnung wegen nehme man eine ebene Welle von der vertikalen Höhe h an, die sich zwischen zwei Punkten im Abstand D voneinander bewegen möge. V sei die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in nicht ionisierter Luft, V_1 die in ionisierter. K und K_1 seien die entsprechenden Dielektrizitätskonstanten. Der obere Teil der Welle befinde sich in dem ionisierten Teil der Luft, der untere in dem nichtionisierten; beide Schichten sollen aneinander stoßen und ineinander übergehen. Während in der Zeit t der untere Teil sich von die Strecke $Vt = x$ vorwärts bewegt, wird der obere einen kleineren Weg zurücklegen $V_1 t = x_1$. Die Tangente der Winkel, den die Wellenfront geändert ist, wird dann

$$\frac{V - V_1}{h} t = \frac{V - V_1}{V} \frac{x}{h} = \left(1 - \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{k_1}}\right) \frac{x}{h}$$

In der Entfernung D wird dann die Normale nach dem der Erde zugekehrten Ende der Wellenebene die Vertikale in einer Höhe h_1 schneiden, so daß

$$\frac{h_1}{D - x} = \left(1 - \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{k_1}}\right) \frac{x}{h}$$

wird.

Bezeichnet man die Höhe der Empfangskonstanten mit H und setzt man

$$H - k_1 = y$$

so wird

$$y = H - \frac{1}{h} \left\{ \left(1 = \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{k_1}}\right) (D x - x^2) \right\}$$

Die Größe y ist in gewissem Sinne ein Maß für die Wirkung,

die auf eine in der Entfernung D befindliche Empfangsantenne ausgeübt werden würde.

Für $k = k_1$, d. h. wenn keine Ionisation vorhanden, wird y zu einem Maximum gleich H.

Für beliebige Werte des Verhältnisses $k : k_1$ wird y außerdem einen Maximalwert H annehmen wenn $x = 0$ und $x = D$ ist; es wird zu einem Minimum für $x = \frac{D}{2}$.

Sind hierbei D und h konstante Größen, so ergibt sich aus obiger Formel, daß y um so kleiner wird, je größer das Verhältnis $\frac{k_1}{k}$ ist.

Hieraus folgt, daß, wenn in der oberen Luftschicht die Ionisation durch ultraviolette Strahlen die Dielektrizitätskonstante vergrößert, der Fall eintreten kann, daß bei großen Entfernungen die Wellen sehr hoch über die Empfangsantenne hinausgehen und dadurch eine große Schwächung der Stärke der Signale hervorrufen werden. Bei sehr großen Entfernungen würde schon ein äußerst geringer Unterschied in den beiden Dielektrizitätskonstanten genügen, um die eben geschilderte Wirkung hervorzubringen.

Die obige Theorie und die aus ihr rechnerisch abgeleiteten Resultate werden gestützt durch die Beobachtung Marconis, daß bei der transatlantischen Telegraphie der Einfluß des Tageslichtes dann am größten ist, wenn die Tag- und Nachtgrenze sich ungefähr über der halben Ozeanbreite befand. Die Sendestation hatte hierbei Tag, die Empfangsstation Nacht.

Prof. Fleming glaubt ferner, daß auch das häufig beobachtete nur einige Minuten andauernde fast vollkommene Verschwinden der Intensität der Zeichen zur Zeit des Sonnenaufganges durch die Tatsache zu erklären ist, daß die Wirkung des Tageslichts dann am größten sein muß, wenn der Unterschied in der Ionisation zwischen der oberen und unteren Luftschichte einen maximalen Wert hat, was zur Zeit des Sonnenaufganges in der Tat der Fall ist. Mit zunehmendem Tage wird dieser Unterschied in der Ionisierung durch Konvektionsströme mehr und mehr ausgeglichen und damit wird auch die Reduktion der Lautstärke eine geringere werden.

Es ist ferner eine Erklärung versucht worden unter der Annahme einer Reflexion der elektrischen Wellen an einer ionisierten Schicht in der oberen Atmosphäre. Wäre diese Annahme einer reflektierenden Schicht, für deren Existenz ein Beweis bisher nicht erbracht werden konnte, richtig, so würde sich daraus ergeben, daß die Fortpflanzungs-

geschwindigkeit des oberen Teiles der Wellenfront größer sein müßte wie die des unteren oder mit anderen Worten die obere Schicht müßte eine kleinere Dielektrizitätskonstante haben wie die untere. — Im Jahre 1912 hat Eccles[1]) (Proc. Roy. Soc. Vol. 87, p. 79) in einer Untersuchung über „die täglichen Veränderungen der in der Natur vorkommenden elektrischen Wellen usw." eine neue Theorie über ihre Fortpflanzung in ionisierter Luft gegeben. Er leitet mathematisch ab, daß unter gewissen Voraussetzungen über die Größe der Ionen, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in ionisierter Luft größer sein könnte wie in nicht ionisierter.

Dieses Resultat würde in direktem Gegensatz zur Flemingschen Theorie stehen. Eine Entscheidung zwischen beiden wird erst dann möglich werden, wenn durch experimentelle Untersuchungen die Frage geklärt ist ob die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen in nicht ionisierter Luft größer ist wie in ionisierter oder umgekehrt.

Prof. Sommerfeld ist der Ansicht, daß aus dem Unterschied in der Reichweite bei Tag und Nacht hervorzugehen scheine, daß das Sonnenlicht ungünstig auf die Reichweite werde, sei es durch Erhöhung der Leitfähigkeit der Luft, sei es nach der interessanten Hypothese von Fleming. Man könne daher die Ionisation der oberen Luftschichten nicht umgekehrt als günstig für die Überwindung der Erdkrümmung heranziehen.

Zum Schlusse mögen noch die Resultate der auf verschiedenen Stationen angestellten Beobachtungen über die Veränderung der Lautstärke der Signale während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912 mitgeteilt werden. Die Mehrzahl der Beobachter wie Kommandant Ferrié auf dem Eiffelturm, Dr. Schledermann in Dänemark, Dr. Eccles in England, die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie zu Berlin und andere konnten mit zunehmender Verfinsterung eine an Größe verschiedene Zunahme der Intensität feststellen, andere konstatierten keinerlei Einfluß; einige wenige sogar eine, wenn auch kleine, Abnahme der Lautstärke.

Eine Wiederholung dieser Beobachtungen gelegentlich weiterer totaler Sonnenfinsternisse erscheint dringend erwünscht und notwendig.

In neuester Zeit sind zwecks Klärung der Frage, ob das Mondlicht einen Einfluß auf die elektrischen Wellen ausübt, Versuche angestellt worden, und zwar auf der Station Boa vista. Beobachtet wurde die Intensität der von den Stationen Lima und Iquitos in Peru ausgesandten Zeichen. Aus den mitgeteilten Resultaten scheint hervor-

---

1) S. auch vorl. Heft S. 253.

zugehen, daß bei Mondaufgang in Boa vista eine anormale Zunahme der Intensität der Zeichen und nach wenigen Minuten darauffolgend eine intensive Schwächung eintrat.

Die zum Teil in Widerspruch miteinander stehenden Resultate sind sowohl an Zahl wie auch an Verläßlichkeit völlig unzureichend, um daraus irgend welche sicheren Schlüsse auf einen Einfluß des Mondes ziehen zu können.

In Angriff zu nehmende systematische und an vielen Orten gleichzeitig durchgeführte Beobachtungen der Schwankungen der Intensität während des Tages- und der Nachtstunden lassen ein reiches Beobachtungsmaterial erwarten, aus dem es hoffentlich gelingen wird, wichtige Aufschlüsse über die wahren Vorgänge der Erscheinungen und ihre Ursachen zu gewinnen und für die Ausarbeitung einer die Erscheinungen ausreichend erklärenden Theorie sichere Fundamente zu schaffen.

Zum Schlusse sollen noch eine Reihe von Fragen erörtert werden, die sich einesteils beschäftigen mit den Anschauungen über die Wirkungsweise neuerer Antennenformen (gebogene Marconiantenne und Erdantenne) und zum anderen Teil mit einer Reihe neuerer Apparate für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittelung sowie über Methoden zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, ihre praktische Verwendung und Ausgestaltung.

1. Beruht die richtende Wirkung der von Marconi erfundenen geknickten Antenne nur auf der Form der Antenne (Fleming) oder beruht sie auf der Natur des Erdreiches unter der Antenne und auf in dieser erzeugten vertikalen Erdströmen (Hoerschelmann)?

Prof. Sommerfeld bemerkt hierzu:

Die Untersuchung von Hoerschelmann scheint nur auf strenger elektromagnetischer Basis zu beruhen und benutzt keine ad hoc gemachten besonderen Hypothesen; auch die Form der Antenne wird dabei bis zu einem gewissen Grade berücksichtigt.

Ein Kriterium ihrer Richtigkeit würde sich ergeben, wenn sich zeigen ließe, daß der Marconisender auf Schiffen keine Richtkraft besitzt.

Die von Marconi 1906 mitgeteilten Beobachtungen über die gebogene Antenne, aus denen hervorgeht, daß die Strahlung eines solchen Luftleiters zum größten Teile in der Ebene des längeren Horizontaldrahtes erfolgt und daß der Richteffekt um so größer ist, je länger dieser Teil im Verhältnis zu dem vertikalen ist, entsprechen qualitativ vollkommen der Theorie von Hoerschelmann. Aus ihr geht ferner hervor, daß unabhängig von der Antenne selbst die Größe des Richtungseffekts

abhängig ist von der Natur des unter der Antenne befindlichen Teiles der Erdoberfläche und zwar soll er um so geringer sein, je besser leitend die Erde ist. Aus einer Reihe von Beobachtungen über den Richtungseffekt auf schlecht und gut leitendem Boden scheint in der Tat hervorzugehen, daß die Theorie von Hoerschelmann auch in diesem Punkte die Erscheinungen qualitativ richtig darstellt.

2. Was ist die Erklärung für die Wirkung einer auf dem Erdboden oder in dessen Nähe verlegten Empfangsantenne, wie sie von Marconi und neuerdings von F. Kiebitz angewandt worden ist?

1912 veröffentlichte Kiebitz seine Untersuchungen über gerichtete drahtlose Telegraphie mittels Erdantennen. Er benutzt als Empfangsantenne lange Drähte, die in geringer Höhe über der Erdoberfläche isoliert aufgehängt und deren Enden über Kondensatoren geerdet waren. Die Empfangsapparatur war in die Drahtmitte eingeschaltet. Mit derartigen Antennen, die ausgesprochen gerichtet sind, gelang es ihm Signale von englischen, französischen und amerikanischen Stationen aufzunehmen. Als Hauptresultat ergibt sich aus den Kiebitzschen Untersuchungen, daß für Empfangszwecke eine hohe Antenne nicht absolut notwendig ist, daß aber für Sendezwecke, besonders bei sehr großen zu überbrückenden Entfernungen, eine möglichst große Höhe der Antenne unbedingt erforderlich ist.

Für die Erklärung der Wirkungsweise dieser Antenne braucht man eine Fortpflanzung der Wellen durch die Erdkruste nicht unbedingt anzunehmen, sie würde sich ebenso ergeben aus der Annahme von Oberflächenwellen.

3. Welche Wahrscheinlichkeit besteht dafür, daß das Telephon als Empfangsinstrument durch irgendein gleichempfindliches registrierendes Instrument ersetzt werden wird, das die Nachrichten auf gewöhnliches Telegraphenpapier druckt?

Der Wunsch, die empfangenen Signale anstatt sie mit dem Telephon aufzunehmen, wie es in der neueren Funkentelegraphie fast ausschließlich der Fall ist, direkt auf einen Papierstreifen wie bei der Drahttelegraphie aufzuschreiben, hat Anlaß gegeben zur Konstruktion derartiger Apparate, von denen am bekanntesten der sogenannte „Lichtschreiber“ geworden ist. Hier werden die Morsezeichen mittels eines Einthoven-Saitengalvanometers photographisch auf das Papier übertragen.

Indessen haben alle diese Apparate trotz verhältnismäßig guter Empfindlichkeit bisher einen Eingang in die Praxis in erheblichem Umfang nicht gefunden, weil sie durch mechanische Erschütterungen und zu starke Empfangsströme, hervorgerufen durch Wellen großer Inten-

sität oder atmosphärische Störungen, sehr leicht der Zerstörung ausgesetzt und außerdem infolge der Schwierigkeit der Einstellung und Bedienung für den praktischen Gebrauch nicht recht geeignet sind.

Ein Bedürfnis nach solchen registrierenden Apparaten bleibt nach wie vor bestehen und dürfte besonders akut werden, wenn man auch in der drahtlosen Telegraphie zum Schnellbetrieb übergehen wird, der nur eine Frage der Zukunft ist.

4. Welche Möglichkeiten bestehen für die Erfindung eines geeigneten Signales, durch das die Notwendigkeit vermieden wird, daß der den Empfangsapparat bedienende Beamte beständig am Telephon horchen muß?

Die Schwierigkeiten, einen praktisch brauchbaren an Bord von Schiffen sicher funktionierenden Anrufapparat zu konstruieren, der im besonderen für kleinere Schiffsstationen eine Personalersparnis bedeuten würde, sind bis heute noch nicht vollkommen überwunden worden. Das Problem muß praktisch noch als ungelöst betrachtet werden.

5. Welche für Schiffe auf See anwendbaren wirklich nützliche Methoden bestehen für die Lokalisierung der Lage der Sendestation und für die Bestimmung ihrer Entfernung? Ist mit dem Radiogonometer von Ballini-Tosi das letzte Wort gesprochen?

Für die Bestimmung des Ortes einer sendenden Station von einem Schiffe aus auf See kommt auch heutzutage noch in erster Linie die von Bellini-Tosi erfundene und seitdem erheblich verbesserte Anordnung in Betracht. Bei Landstationen bietet der „Telefunkenkompaß der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie“ ein auf anderen Prinzipien beruhendes vorzügliches Mittel zur Bestimmung des Ortes der Sendestation. Ist die Lage zweier nach diesem System ausgestatteten Sendestationen bekannt, so ist es einer dritten auf sehr einfache und schnelle Weise möglich ihren geographischen Ort festzustellen.

6. Welche wirklichen Fortschritte sind in letzter Zeit in Methoden zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen gemacht worden?

Die erzielten Fortschritte beruhen in erster Linie darauf, daß es in neuerer und neuester Zeit gelungen ist, auf maschinellem Wege ungedämpfte Schwingungen von beliebig hoher Energie herzustellen, deren Wechselzahl praktisch von genügender Konstanz ist. Die Anwendung solcher Maschinen dürfte in Zukunft im besonderen für Großstationen zur Überbrückung großer Entfernungen in Frage kommen.

7. Ist es möglich, die drahtlose Telephonie ähnlich der Radiotelegraphie auf eine feste, praktische Grundlage zu stellen oder muß sie immer nur ein experimentelles Kunststück bleiben?

Das Problem der drahtlosen Telephonie über Entfernungen von mehreren Hunderten von Kilometern kann heute praktisch als gelöst betrachtet werden, nach dem es gelungen ist, die Widerstandsfähigkeit der Mikrophone gegen Zerstörung durch die notwendigen hohen Stromstärken wesentlich zu steigern und Schaltungen mit erheblich verbessertem Wirkungsgrad aufzufinden. Die Überbrückung des Ozeans mittels drahtloser Telephonie ist im wesentlichen nur eine Energiefrage und dürfte in nicht allzufernliegender Zukunft zu erwarten sein.

Wenn auch eine große Zahl der erörterten Fragen bis jetzt noch schwierig und unsicher zu beantworten sind, so ist doch zu erwarten, daß weitere Versuche mehr und mehr zu ihrer Klärung beitragen und einer mathematischen Behandlung sichere Grundlagen schaffen werden.

Esau.

(Eingesandt 15. April 1913.)

Adresse des Autors: University College, Gower Street, London W.C.

H. Mosler, Intensitätsmessungen radiotelegraphischer Zeichen zu verschiedenen Jahres- und Tageszeiten (Elektrot. Ztschr. Heft 35, 1913). Für die Messungen wurde an Stelle der sonst üblichen Lautstärkebestimmung durch Parallelwiderstand zum Telephon ein Galvanometer mit Spiegelablesung und einer Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-9}$ pro 1 m Skalenabstand benutzt.

Als Gegenstation diente die Norddeicher Anlage, die dienstlich zu üblichen Zeiten gab. Um Schwankungen des Ausschlages infolge der kurzen Pausen zwischen den einzelnen Morsezeichen zu verhindern, wurde das Trägheitsmoment des Galvanometerrahmens durch Auflegen von Gewichtsstücken derartig vermehrt, daß gleichmäßige Ablesung möglich war.

Die Empfangsstation bestand aus einer 18 m hohen, sechsdrähtigen Schirmantenne mit aperiodischem Kreise, in dem ein Perikon-Detektor Rotzinkerz-Kupferkies) mit Blockkondensator und Telephon bzw. Galvanometer sich befand. Durch einen Umschalter konnte entweder der Fernhörer, zu dem zwecks Kontrollmessung im Nebenschluß Widerstand lag, oder das Galvanometer mit parallel liegendem 1000 Ohm-Telephon angeschlossen werden.

Während der Ablesungen des Galvanometerausschlages wurden die Zeichen gleichzeitig am Telephon abgehört, um die Gewißheit zu haben

daß nicht zufällig andere Stationen mit größerer Energie die Spiegelablenkung beeinflußten.

Zwecks Nachprüfung der Angaben des Instrumentes in Verbindung mit der Gleichrichterzelle in bezug auf die Empfangsenergie gab eine 20 km entfernte Tonfunkenstation bei konstanter Wellenlänge und Tonhöhe mit verschiedener Energie, die durch Messung des Stromes der Senderantenne bestimmt wurde.

Auf der Empfangsstation waren die Ablenkungen beobachtet, welche den verschiedenen Sendeenergien entsprachen und gefunden, daß die Ausschläge direkt proportional der Antennenenergie, respektive der Empfangsintensität sind.

Die weiteren Messungen erstreckten sich auf die vormittags 10^{30}—10^{45} und nachts 11^{30}—11^{45} von Norddeich ausgesandten Zeichen in der Zeit von Anfang Februar 1912 bis Januar 1913.

Besondere Sorgfalt wurde darauf gelegt, daß die sonstigen Versuchsbedingungen nachts die gleichen, wie am Tage blieben, also konstante Koppelung und Abstimmung, möglichst erschütterungsfreie Aufstellung des Detektors und gleichmäßige Temperatur, damit durch schwankende Erwärmung Druckänderung an der Kontaktstelle nicht entsteht.

Es ließ sich feststellen, daß durchweg am Tage keine bedeutenden Schwankungen der Energie auftraten, ebenso, daß die Lautstärke am Tage während des ganzen Jahres wenig veränderlich war und ein Einfluß der Jahreszeit nicht vorhanden ist.

Wesentliche Abweichungen zeigten jedoch die Ausschläge bei Nacht, und zwar in Abhängigkeit von der Jahreszeit. Auf die Entfernung von 425 km und die Norddeicher Welle von 1650 m waren nachts, besonders im Frühjahr und Herbst die Empfangsintensitäten über doppelt so groß als am Tage, während in den Sommermonaten die Reichweite nachts im Mittel, von gelegentlichen Ausnahmen abgesehen, nicht viel größer als am Tage sein dürfte.

Auch die Tagesintensität, die, wie bereits erwähnt, durchweg sehr wenig schwankte, zeigte keine besonders auffallende Änderung nach anhaltenden Regenfällen gegenüber Tagen mit geringer Niederschlagsmenge, so daß jene Faktoren für große Intensitätsschwankungen nicht in Frage kommen. In der Regel wurden im Monat sechs bis acht Messungen vorgenommen, deren Mittelwerte nachstehende Tabelle und den graphischen Verlauf Fig. 1 erkennen läßt.

Beobachtungsmonat	Mittelwert des Verhältnisses Nachtintensität zu Tagesintensität
Februar	2.06
März	2,07
April	2,20
Mai	1,29
Juni	1,09
Juli	1,22
August	wegen starker atmosphärischer Störungen Messungen ausgesetzt
September	2,14
Oktober	2,82
November	3,15
Dezember	1,79
Januar	1,64

Neben dieser gewissen Abhängigkeit von der Jahreszeit wurde aber häufig eine ganz ungewöhnliche Steigerung der Empfangsintensität nachts gefunden.

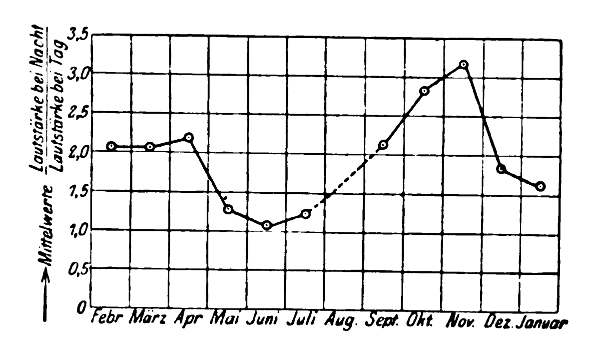


Fig. 1. Änderung der Empfangsintensität.

Innerhalb ganz kurzer Zeit, fast von Minute zu Minute wechselnd, schwankt die Intensität ganz bedeutend, so daß es der genauen Kontrolle durch das Telephon und Aufnahme des Textes bedarf, um sicher zu sein, daß nicht eine fremde Station mit großer Energie dazwischen gibt. Kurze Zeit darauf sinkt dann langsam die Energie auf den gewohnten Betrag, um unter Umständen dann bald wieder auf unerwartet hohe Werte zu steigen.

Diese Erscheinung, unregelmäßig während des ganzen Jahres beobachtet, zeigte sich häufig bei sternklarem, vereinzelt bei bedecktem Himmel und war besonders ausgeprägt in der kälteren Jahreszeit und nur in geringerem Betrage am Tage festzustellen.

Den charakteristischen Verlauf derartiger Intensitätsschwankungen, z. B. am 12. XI. 1912 [Himmel bedeckt, Barometer 737 mm] gibt Fig. 2 wieder, die Empfangsintensität schwankt hier also innerhalb 7 Minuten um den 6,3-fachen Betrag.

Ferner sei eine Beobachtung vom 20. Oktober erwähnt [Himmel am Tage und bei Nacht bedeckt, Barometerstand 755] Tageswert ohne Schwankungen im Mittel 28,8, nachts Intensität heraufgehend bis 230, so daß die Energie vorübergehend bis auf den achtfachen Wert des Tagesausschlages wächst.

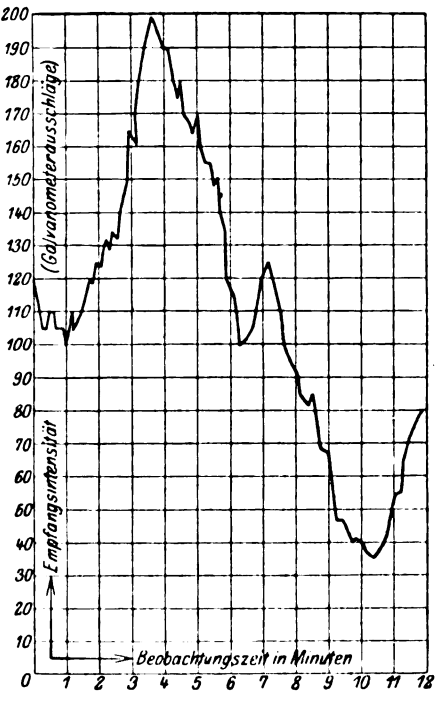


Fig. 2.

In der darauf folgenden Beobachtungsnacht betrug der Ausschlag [bei bedecktem Himmel, Barometerstand 750] im Mittel nur 26 mm, ohne daß nennenswerte Schwankungen sich konstatieren ließen. In diesem Falle wäre die Reichweite nachts **nicht** größer als die am Tage gewesen.

Da bei tiefem Barometerstande die Schwankungen manchmal besonders heftig auftraten, aber auch bei hohen Werten des Luftdruckes nicht verschwanden, so ist hierin die alleinige Ursache für ihre Entstehung wohl nicht zu suchen.

Ebenso ließ sich häufiger beobachten, daß auf Nächte mit besonders großer Lautstärke und heftigen Schwankungen solche von normalem Zustande und mit nur in geringerem Maße veränderlicher Intensität folgten.

Seit längerer Zeit ist aber die Tatsache des Variierens der Lautstärke bei Nacht, zumal bei leisem Empfang in der Praxis bekannt und wurde hier häufig auf Unregelmäßigkeiten in der Funkenstrecke des Senders geschoben.

Da, wie auf Anfrage bestätigt wurde, die Norddeicher Sendeenergie innerhalb unvermeidlich kleiner Schwankungen konstant gehalten wurde, so sind die Gründe für die Änderungen und teilweise abnorm hohen Werte der Lautstärke an anderer Stelle zu suchen.

Nach neueren Theorien nimmt man an, daß in großer Höhe, etwa 50 bis 100 km, eine ionisierte Schicht besteht, welche die Strahlen, die sich sonst in dem Weltenraum verlieren würden, zur Erde reflektiert. (Hypothese von Heaviside.)

Am Tage wird die nach oben gerichtete Wellenfront, da sie auf eine durch das Sonnenlicht leitend gemachte, tiefer liegende zweite Schicht stößt, durch Beugung nach unten abgelenkt, und bei bestimmter Frequenz und Entfernung die Empfangsstation nicht erreichen, mithin eine Verringerung der Lautstärke gegenüber der Nacht entstehen lassen. Das Vorhandensein einer nach Sonnenuntergang in großer Höhe bestehenden leitenden Schicht ist indirekt durch spektroskopische Untersuchungen an klaren Nächten durch die gelblich-grüne, dem Krypton zugeschriebene und für das Nordlicht charakteristische Spektrallinie nachzuweisen.

Hieraus läßt sich folgern, daß in den obersten Schichten der Atmosphäre dauernd nordlichtartige Ionisationszustände herrschen müssen.

Ferner konnte Taylor den günstigsten Einfluß des Nordlichtes auf die Empfangsintensität feststellen, da sich bedeutende Steigerungen derselben beim Einsetzen dieser Naturerscheinung ergaben. Die vorübergehenden starken Wechsel der Lautstärke nachts würden, überhaupt wie die vergrößerte Reichweite im Frühjahr und Herbst, sich dadurch erklären lassen, daß der Grad der Leitfähigkeit jener obersten Schicht und mithin ihr Reflektionsvermögen periodischen Schwankungen unterworfen ist.

Vielleicht ist es auch nicht zufällig, daß die größte Empfangsintensität nachts in die Zeiten des Maximums der Nordlichtbildung fällt, das im Frühjahr und Herbst liegt, während es im Sommer selten und im Winter weniger häufig auftritt.

Die vorübergehenden Schwankungen würden sich außerdem durch Luftströmungen erklären lassen, welche die ionisierte Schicht durchwirbeln und so Änderung des Einfallswinkels hervorrufen oder durch die Atmosphäre von leitenden Schichten losgerissene „Ionenbänke" treiben, welche „Inhomogenitäten" entstehen lassen. Beide Erscheinungen können natürlich gleichzeitig in Wirkung treten.

Um das charakteristische Auftreten der schnellen Zu- und Abnahme der Lautstärke funkentelegraphischer Zeichen bei Nacht näher

zu untersuchen, wäre empfehlenswert, die Intensität auf Stationen gleichzeitig zu messen, die in verschiedenen Richtungen vom Sender liegen, um zu entscheiden, ob die „Inhomogenitäten" mehr örtlichen Charakter besitzen, auch wäre es interessant, den Einfluß bei großen Wellenlängen λ bis ca. 7000 m festzustellen.

Ferner wurden die Versuche noch auf Horizontalantennen ausgedehnt. In Richtung auf Norddeich waren zwei je 120 m lange Drähte auf trockenem Boden ausgelegt, in deren Mitte eine veränderliche Selbstinduktion lag, welche auf einen aperiodischen Empfängerkreis induzierte.

Die Energie wurde nach der Lautstärke im Telephon durch Parallelschalten von Widerständen geschätzt. Auch hierbei zeigte sich, genau wie bei der Schirmantenne, eine deutliche Zunahme des Nachts, so daß für den Empfang mit Horizontalantennen in dieser Beziehung wohl die gleiche Abhängigkeit, wie für die vertikalen Luftleiter besteht.

Gleichfalls war es möglich, das Vorhandensein von Intensitätsschwankungen nachts festzustellen, welche durch stark voneinander abweichende Widerstandswerte, bei denen Verschwinden der Lautstärke eintrat, sich ausdrückte.

Bei den Messungen der Lautstärke ergab es sich von selbst, außer auf die meteorologischen Daten auch, auf den eventuellen Einfluß des Mondlichtes zu achten.

Nachstehend seien einige Werte angeführt, die aus Beobachtungen im Sommer und Herbst herausgegriffen sind, die Zahlen der Tabelle geben die Mittelwerte des Verhältnisses Nachtintensität zu Tagesintensität:

Beobachtungstag	Mondschein
1. V.	1,21
31. V.	0,97
30. VI.	1,04
26. IX.	2,03
27. X.	2,68
24. XI.	2,46

Beobachtungstag	Kein Mondschein oder geringer Mondschein
5. V.	1,04
18. VI.	0,98
13. VII.	1,14
19. IX.	2,00
13. X.	2,75
3. XI.	2,35

Wie die Tabellen erkennen lassen, ist keine auffallende Einwirkung des Mondlichtes auf die Lautstärke festzustellen.

Unterschiede, die gelegentlich bei Vollmond beobachtet wurden, sind auf die charakteristischen Erscheinungen durch Jahreszeit und vorübergehende Intensitätsschwankungen zurückzuführen.

(Eingesandt 26. September 1913.)

Adresse des Autors: Berlin-Zehlendorf West, Linden-Allee 30.

G. Lutze, Zusammenhang der Störungen des atmosphärischen Potentialgefälles mit den luftelektrischen Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie, nach Untersuchungen am Erdboden und im Freiballon (Verhandl. d. D. Phys. Ges. **15**, 1100, 1913 und Phys. Ztschr. **14**, 1148, 1913).

Es ist schon wiederholt und von verschiedenen Seiten[1]) die Vermutung ausgesprochen worden, daß ein großer Teil der störenden Antennenströme, die in der Empfangsapparatur der drahtlosen Station als knackende oder zischende Geräusche, als sogenannte Empfangsstörungen, wahrgenommen werden, auf Induktionswirkungen durch Schwankungen des luftelektrischen Potentials in der Nähe der Empfangsantenne beruhten. Die Tatsache, daß kurz vor einem Gewitter sowohl die Störungen an Zahl zunehmen, als auch das Potentialgefälle in der Atmosphäre einen unruhigen Verlauf anzeigt, sprach stark für diesen Zusammenhang. Es war jedoch noch der Beweis zu erbringen, daß auch an meteorologisch ungestörten Tagen das Potentialgefälle so raschen Änderungen unterworfen ist, daß stärkere Induktionswirkungen auf die Antenne wahrscheinlich werden, und es mußte durch fortdauernde Beobachtungen ein schätzungsweiser Anhalt für die Bedeutung dieser durch Potentialschwankungen hervorgerufenen Störungen gegenüber anderen Ursachen gegeben werden.

Die Beobachtung des atmosphärischen Potentialgefälles mittels eines rasch ausgleichenden Kollektors von 3 Sekunden Aufladezeit ergab nun, daß in der Tat die Änderungen des Gefälles in seiner täglichen Periode zum großen Teile sehr diskontinuierlich erfolgen; bei jeder sprunghaften Änderung erfolgt dann in dem Telephon der Empfangs-

1) Als erster hat wohl Ferrié auf diese Entstehungsmöglichkeit hingewiesen, danach besonders M. Dieckmann, Luftfahrt und Wissenschaft, Heft 2, 1912, Jahrb. 7, 512 u. 589, 1913; H. Mosler, Elektrot. Ztschr. **33**, 1134, 1912, Jahrb. 7, 215, 1913.

apparatur für drahtlose Signale ein meist knackendes Geräusch. Es ist also jede Potentialstörung von einer Empfangsstörung begleitet und, abgesehen von Gewittertagen, scheint auch fast stets umgekehrt einer Empfangsstörung eine Potentialstörung zu entsprechen. Über Einzelheiten verweise ich auf die demnächst erscheinende Dissertation von Breyer (Halle a. S.).

Der Momentankollektor setzt uns weiter in die Lage, die Amplitude dieser Potentialschwankungen zu messen. Sie ist im allgemeinen außerordentlich gering, etwa $^1/_2$ bis 1 Volt für einen $1^1/_2$ m über dem Boden stehenden Kollektor. Doch werden auch größere Sprünge von etwa 3 Volt beobachtet. Wie eine einfache Überlegung zeigt, müssen aber diese Potentialstörungen bei plötzlichem Auftreten bereits imstande sein, verhältnismäßig starke Ströme in der schwingungsfähigen Antenne zu erzeugen. Dagegen können die Störungen, wenn sie wellenartig nach allen Seiten sich fortpflanzen, keine großen Entfernungen überbrücken, sondern ihre Amplitude muß bald bis auf einen unmerkbaren Teil abnehmen. Demnach ist zu erwarten, daß an einer jeden Station nur die örtlichen Bedingungen für den Charakter und die Häufigkeit der auftretenden Empfangsstörungen bestimmend sind. Diese Erwägung fand ihre Bestätigung gelegentlich mehrerer Ballonfahrten [1]). Es ergab sich, daß die Anzahl und Stärke der beobachteten Empfangsstörungen sich ändert mit der Luftschicht, in der die Ballonstation sich befindet. Dies zeigt sich besonders deutlich, wenn die Luftschichtung durch Wolkenbildung ausgeprägt ist. In den Wolken selbst erfolgte eine starke Zunahme der Telephongeräusche. Im allgemeinen und besonders in größeren Höhen von mehr als 3000 m nehmen aber die Empfangsstörungen mit wachsender Erhebung über den Boden ab.

1) Vgl. auch: A. Wigand und G. Lutze, Abhandl. d. Naturf. Gesellsch. in Halle a. S., Neue Folge, Heft 2, 1913 und G. Lutze und E. Everling, ebenda, Heft 3, 1914.

(Eingesandt 2. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Bruxelles-Schaerbeck (Belgique), 112 rue Eugène Demolder.

G. Lutze, Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie längs der Erdoberfläche, nach Beobachtungen bei Freiballonhochfahrten (Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1107, 1913, und Phys. Ztschr. **14**, 1151, 1913).

Das elektrische Feld, das eine in großer Entfernung befindliche Sendestation an einem Punkte der Erdoberfläche erzeugt, ist wesentlich bedingt durch die elektrische Leitfähigkeit, die dielektrischen und magnetischen Eigenschaften der Oberflächenschicht des Bodens am Orte der Empfangsstation. Diese Tatsache kommt zum Ausdruck in der Wirkungsweise funkentelegraphischer Empfänger über verschiedenartigem Boden. Die erst kürzlich ausgeführten Versuche mit Horizontalantennen unter veränderten Verhältnissen des Untergrundes geben hierfür den unbestrittenen Beweis[1]). Hierbei wird das Feld in unmittelbarer Nähe des Erdbodens untersucht. Messungen über die Gestalt des elektromagnetischen Feldes in größerer Höhe lagen noch nicht in größerer Anzahl vor und hatten zu widersprechenden Resultaten geführt[2]). Eine Nachtfahrt und zwei Hochfahrten bis 7000 bzw. 6000 m Höhe erlaubten mir, diese Frage nachzuprüfen und die Beobachtungen durch Messungen in großen Höhen zu ergänzen.

Die Messungen wurden ausgeführt nach der Parallelohmmethode; ein Versuch mit Saitengalvanometer im Ballon hat leider ergeben, daß dieses Instrument bei den unruhigen Verhältnissen im Freiballon nicht anwendbar ist; außerdem waren die galvanometrischen Messungen nicht frei von Störungen durch andere nahe Stationen zu erhalten. Die nach der Parallelohmmethode erhaltenen Meßwerte wurden durch Vergleich mit den Angaben einer empfindlichen Barretteranordnung ausgewertet[3]). Als Detektoren dienten bei den ersten beiden Fahrten eine Schlömilchzelle, die von Telefunken geliefert war, bei der letzten Hochfahrt ein Kontaktdetektor. Die Detektoren wurden sorgfältig auf Änderungen ihrer Empfindlichkeit bei tieferen Temperaturen, sowie die Schlömilchzelle ebenfalls bei geringeren Drucken geprüft. Soweit diese Änderungen nicht zu vernachlässigen waren, wurden sie bei der Auswerfung der Resultate in Rechnung gezogen.

Aus den Messungen folgte, daß die in größeren Höhen beobachteten Lautstärken geringer waren, als die nahe dem Erdboden er-

1) Vgl. unter anderem: F. Kiebitz, Jahrb. 6, H. 1, 1912; H. Mosler, Die Antenne, Nr. 4, S. 65, 1913. Die Erklärungsversuche für die günstige Wirkung der Erdantenne berücksichtigen allerdings im allgemeinen nicht, daß außer einer Neigung der elektrischen Kraftlinien gegen den Boden sehr wohl die Entstehung einer Drehfeldkomponente zur Erklärung der mit Horizontalantennen beim Empfang erhaltenen Resultate herangezogen werden kann.

2) P. Ludewig, Phys. Ztschr. 12, 606, 1911; H. Mosler, Elektrot. Ztschr. 32, 1205, 1911.

3) Vgl. Phys. Ztschr. 14, 290, 1913.

haltenen. In einer Entfernung von rund 400 km wurde die Empfangsenergie der Norddeicher Zeichen für 1500 m Höhe über dem Erdboden doppelt so hoch gefunden als in 6500 m Höhe. Der Abstand von der Sendestation war bei der zweiten Messung um etwa 6 % geringer als bei der Messung in 1500 m Höhe, doch konnte, da bei der Beobachtung in geringerer Höhe der Ballon nahe Dessau über dem Elbtale schwebte, dagegen später über Kyritz und Pritzwalk in der Mark Brandenburg stand, das Resultat durch eine bevorzugte Fortpflanzung der elektromagnetischen Wellen längs des Flußtales vorgetäuscht sein. Eine eingehendere Prüfung der Frage wurde ermöglicht durch die Liebenswürdigkeit des Herrn Kommandanten Ferrié, der während 7 Tagesstunden am Anfang jeder Viertelstunde zwei Minuten lang konstante Zeichen durch die Station Eiffelturm für drahtlose Telegraphie senden ließ. Die Änderung der Intensität der Zeichen mit der Entfernung und infolge besonderer Einflüsse des zu Boden liegenden Geländes wurde beobachtet in einem Ballon, der sich in geringeren Höhen von im Mittel 1000 m dauernd hielt. Es zeigen sich schon bei diesen Messungen kleine unregelmäßige Schwankungen, die teilweise auf Änderungen der Höhe, teilweise auf den Wechsel des Geländes zurückzuführen sind. Doch ordnen sich die Beobachtungen gut zu einer Kurve an und ergeben eine gesetzmäßige Abnahme der Intensität der Strahlung mit der Entfernung. Da der obere Ballon nahezu dieselbe Fahrtrichtung verfolgte, so lassen sich die Messungen für verschiedene Entfernungen von der Sendestation einander zuordnen und ergeben folgende Werte für die Verhältnisse der gemessenen Empfangsintensitäten im Hochfahrtsballon zu den entsprechenden Messungen im zweiten Ballon.

Messungen beim Aufstieg.

Höhe des Hochfahrtsballons über dem Meeresspiegel	$\frac{\text{Empfangsintensität „Hochfahrtsballon"}}{\text{Empfangsintensität „tieferer Ballon"}}$
2750 m	1
3500 »	0,44
3900 »	0,24
5500 »	< 0,14
6000 »	< 0,14

Messungen beim Abstieg.

5000 m	< 0,14
4100 »	0,46
3500 »	0,50
2500 »	0,63
1650 »	0,97
1400 »	1,08
1050 »	1,02

Im allgemeinen zeigen die Zahlen übereinstimmend eine starke Abnahme der Empfangsintensität mit wachsender Höhe. Einzelne Schwankungen in den Verhältniszahlen der Empfangsintensitäten für denselben Höhenunterschied sind allerdings so groß, daß sie sich auch nicht auf Grund der Tatsache, daß die Zahlen das Verhältnis von zwei Messungen darstellen, die beide mit einer Fehlergrenze von fast 10 % behaftet sind, erklären lassen. Ich werde noch einmal hierauf zurückkommen.

Berücksichtigen wir den Verlauf der elektrischen Kraftlinien des Feldes einer Sendestation in größeren Entfernungen über einem Boden endlicher Leitfähigkeit nach der Darstellung von P. Epstein[1]), so sehen wir dieselben nach vorwärts geneigt in der Nähe des Erdbodens. Mit der Entfernung vom Boden wird dieser Winkel geringer, doch sind die Änderungen bei den im Verhältnis zum Abstand von der Sendestation geringen Höhen, die der Ballon erreicht, sehr klein. Da die Ballonantenne senkrecht herabhängt, so wäre infolge dieser Richtungsänderungen der Kraftlinien eine schwache Zunahme der Empfangsintensität mit der Erhebung über den Boden zu erwarten. Das gegensätzliche Resultat läßt also auf eine Abnahme der Amplitude der Strahlung in größerer Höhe schließen.

Für die Abnahme der Amplitude der Strahlung bei Anwachsen der Entfernung zwischen zwei Stationen geben die Arbeiten von Sommerfeld und seinen Schülern Aufschluß, die letzten Veröffentlichungen berücksichtigen auch den Einfluß der Erdkrümmung. Die Rechnungen sind durchgeführt für unendlich große oder endliche, aber sehr große Leitfähigkeit des Erdbodens und für Orte auf der Erdoberfläche selbst. Für die Diskussion unserer Resultate, die in größeren Höhen über festem Erdreich gewonnen wurden, bietet die Sommerfeldsche Theorie nur den Anhalt zu einer mehr qualitativen Diskussion.

Das elektromagnetische Feld einer Sendestation führt hiernach zur Entstehung von Raumwellen und Oberflächenwellen an der Grenzschicht zwischen Erde und Luft.

Die Oberflächenwellen nehmen nach dem Erdinnern zu sehr rasch, nach oben hin langsamer ab. Die Oberflächenwellen und Raumwellen sind durch die Grenzbedingungen an der Erdoberfläche notwendig mit-

1) P. Epstein, Jahrb. 4, 176, 1911.

2) Unter anderem: A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) 28, 665—736, 1909 und Jahrb. 4, 157, 1911; H. W. March, Ann. d. Phys. (4) 37; W. v. Rybczinski, Ann. d. Phys. (4) 41, 191, 1913.

einander verknüpft und lassen sich nicht strenge trennen. Es überwiegt jedoch die Amplitude der Oberflächenwellen für mittlere „numerische Entfernungen ϱ" und zwar für das Bereich:

$$0{,}2 < \varrho < 2{,}2\,,$$

wenn die Erdkrümmung bei der Rechnung nicht in Betracht gezogen wird. Da der Typus der Oberflächenwellen für die Überwindung der Erdkrümmung günstig ist, so ist es wahrscheinlich, daß auch für Entfernungen $\varrho > 2{,}2$ sich die Verhältnisse zugunsten der Oberflächenwellen verschieben.

Die Stärke der Abnahme der Intensität der Oberflächenwellen mit der Höhe über dem Erdboden ist weiterhin nach der Theorie durch die Leitfähigkeit, die dielektrischen und magnetischen Eigenschaften des zu Füßen des Ballons liegenden Geländes bestimmt. Wir müssen demnach, da diese Konstanten in keinem Fall genau bekannt sind, es schon als eine Bestätigung der theoretischen Betrachtungen ansehen, wenn die Lautstärke in größeren Höhen in einem Maße geringer gefunden wurde, das in der Größenordnung mit den theoretischen Forderungen übereinstimmt, und werden erwarten müssen, daß bei gleicher Höhe über dem Meeresspiegel, oder besser über dem Gelände, je nach dessen Beschaffenheit eine verschieden starke Abnahme stattfindet.

Unter Berücksichtigung dieser Verhältnisse werden wir die Schwankungen in den S. 369 mitgeteilten Zahlen erklärbar finden. Im einzelnen ergeben sich für die Meßergebnisse folgende Gesichtspunkte.

In Anlehnung an die von A. Sommerfeld und J. Zenneck[1]) mitgeteilten Daten und unter der Annahme von nassem Boden ergibt sich, daß bei dem zweiten Versuch[2]) die numerische Entfernung zwischen Norddeich und dem Ballon, als dieser sich in seiner Maximalhöhe befand, $\varrho = 1{,}1$ maß. Für diese Entfernung ergibt die theoretische Betrachtung ein starkes Überwiegen der Oberflächenwellen. Die Energie dieser Oberflächenwellen sinkt bei der gegebenen Wellenlänge von 1500 bis 6500 m auf $\frac{1}{2{,}7}$. Die Lautstärkenmessungen ergaben eine Abnahme der Intensität der gesamten Strahlung auf etwa die Hälfte. Bei Berücksichtigung des Einflusses der Raumwellen, die den Oberflächenwellen überlagert sind, sind also Theorie und Meßergebnis in guter Übereinstimmung. Inwieweit bereits bei dieser Ent-

1) A. Sommerfeld, l. c.; J. Zenneck, Ann. d. Phys. **23**, 859, 1907.

2) Die aus den ersten Versuchen erhaltenen Daten sind nicht ausreichend für eine quantitative Diskussion, Phys. Ztschr. **14**, 294, 1913.

fernung, wo der Ballon in der Maximalhöhe etwa $3^1/_2{}^0$ für Norddeich unter dem Horizont stand, eine abschirmende Wirkung der Erdkrümmung auf die Raumwellen das Resultat beeinflußt, läßt sich schwer abschätzen.

Stärker mußte sich dieser Einfluß der Erdkrümmung auf die Meßergebnisse bei den mit Paris als Sendestation ausgeführten Beobachtungen geltend machen, da Paris zur Zeit der in 6000 m ausgeführten Messung 9^0 unter dem Horizont lag. Hierauf dürfte wohl die starke Abnahme der Empfangsintensität mit der Höhe bei den betreffenden Messungen zurückzuführen sein. Die Abnahme ist dreimal so stark als sich selbst unter alleiniger Berücksichtigung der Energie der Oberflächenwellen bei Zugrundelegung der Daten für nassen Boden ergeben, doch bedeutend schwächer als bei Durchführung der Rechnung für trockenen Boden folgen würde. Die Übereinstimmung mit der Theorie kann also noch eine befriedigende genannt werden. Es folgt aus den Betrachtungen, daß die Resultate nur für die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen über Land gelten können.

Kiebitz[1]) hat nachdrücklich darauf hingewiesen, und durch Zahlenangaben erhärtet, daß die Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe über dem Erdboden sowie der wechselnde Wassergehalt der Atmosphäre auf die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen nicht ohne Einfluß bleiben kann. Besonders die verschieden hohe Feuchtigkeit der Luft führt zu verhältnismäßig starken Brechungserscheinungen. Die Bedeutung dieser Tatsache läßt sich schwer abschätzen, da keine Messungen über die Dielektrizitätskonstante des Wasserdampfes bei einer tieferen Temperatur, von etwa 20^0 C, vorliegen. Jedenfalls führt der veränderliche Wassergehalt zu viel stärkeren Beugungen der Wellen als es die Angaben von Kiebitz vermuten lassen, da in seinen Rechnungen von der Dielektrizitätskonstante des Wassers auf die des Wasserdampfes extrapoliert wird. Eine weitere starke Veränderung der Dielektrizitätskonstante der Luft kann durch in Wolken suspendierte Wasserteilchen hervorgerufen werden, wodurch der Einfluß von Wolkenschichten auf die Ausbreitung der Wellen noch verstärkt wird. Eine Bestätigung für diese Erörterungen glaube ich einer freundlichen brieflichen Mitteilung von Herrn M. Dieckmann entnehmen zu können, wonach man auf der Zugspitze eine Verringerung der Empfangsintensität der funkentelegraphischen Zeichen wahrnimmt, sobald der Berg von Wolken umgeben ist. Die infolge

1) F. Kiebitz, Jahrb. 7, 154, 1913.

Beugung oder Reflexion der Wellen an Wolkenschichten auftretenden Erscheinungen tragen aber keinen einfachen Charakter[1]), da die Mächtigkeit der Wolkenschicht von der Größenordnung einer Wellenlänge oder kleiner ist. Ich hoffe auf diese Vorgänge in kurzem in einer gemeinsamen Arbeit mit F. Schwers (Brüssel) zurückzukommen.

Es wird sich nicht von der Hand weisen lassen, daß durch Beugung oder Reflexion an verschiedenen Luftschichten die erörterten Messungen in einem bestimmten Sinne einseitig betont worden sein können. Doch erscheint es kaum wahrscheinlich, daß quantitativ die obigen Resultate durch solche Störungen erklärbar werden.

Die von Kiebitz in der erwähnten Abhandlung gegebene Diskussion über den Einfluß der meteorologischen Verhältnisse auf die Fortpflanzung der elektromagnetischen Wellen gewinnt aber an Bedeutung, nachdem durch das Ergebnis der Versuche es wahrscheinlich geworden ist, daß ein großer Teil der übertragenen Wellenenergie sich längs der Erdoberfläche fortpflanzt, also in einer Atmosphärenschicht, die dem täglichen Gang der Temperatur und Feuchtigkeit unterworfen ist.

Die Abnahme der Energie der funkentelegraphischen Wellen in ihrer Fortpflanzungsrichtung längs der Erdoberfläche wird bestimmt einerseits durch die flächenhafte Ausbreitung der Wellen längs der Erde sowie die hierbei wirksame Dämpfung durch Erdströme, daneben erfolgt aber eine Zerstreuung von Energie, welche noch verstärkt wird durch die Erdkrümmung. Berücksichtigt man nur die flächenhafte Ausbreitung, so würde für die Dämpfung durch Absorption sich aus den Daten für nassen Boden $\alpha = 5{,}0 \cdot 10^{-4}$, aus den entsprechenden für trockenen Boden $\alpha = 2{,}6 \cdot 10^{-1}$ und aus den Beobachtungen ein Mittelwert $\alpha = 9{,}2 \cdot 10^{-3}$ ergeben. Der Größenordnung nach entspricht also auch dieser Wert den theoretischen Annahmen.

1) Vgl. auch A. Sommerfeld, Jahrb. 4, 160, Anmerkung, 1911 und J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr., Stuttgart 1913, S. 314.

(Eingesandt 2. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Bruxelles-Schaerbeck (Belgique), 112 rue Eugène Demolder.

E. H. Barton und **W. B. Kilby**, Ionisierung der Luft und drahtlose Telegraphie (Ionisation of Air and Wireless Telegraphy) (Phil, Mag. Nr. 154, S. 567—578, 1913).

Einer der Punkte, die immer noch Schwierigkeiten bieten, und über die sich J. A. Fleming in seiner Ansprache an die British Association im September 1912 ausgelassen hat, war der Mechanismus der Fortpflanzung der Ätherstrahlung um die Krümmung der Erde in solchen Fällen, wo etwa ein Viertel des Erdumfanges zurückgelegt wird. In der Diskussion hat Herr W. H. Eccles seine Theorie auseinanandergesetzt, welche die Krümmung der Wellen um die Erde auf eine höhere Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den oberen Gebieten der Atmosphäre infolge der dort herrschenden Ionisierung zurückführt. Herr Eccles wies mathematisch nach, daß diese erhöhte Fortpflanzungsgeschwindigkeit aus der Leitfähigkeit folgt, die durch den Ionisationszustand erzeugt wird, der, wie man annimmt, in den in Rede stehenden Teilen der Atmosphäre herrscht[2]. Es erschien somit wünschenswert, wenn angängig, einiges Beweismaterial gerade nach dieser Richtung hin zu erhalten.

Das geschah durch die Verwendung eines Flemingschen Wellenmessers, der durch Veränderung seiner Kapazität wie seiner Selbstinduktion sowie durch Ersatz der Neonröhre durch ein besonderes Elektrometer als quantitativen Detektor besonders empfindlich gemacht worden war. Es gelangten Frequenzen von der Größenordnung zwei Millionen in der Sekunde zur Anwendung; die Wellenlänge betrug dabei etwa 150 m. Die beobachteten Änderungen infolge der Ionisierung der Luft durch Röntgenstrahlen und durch Radium waren von der Größenordnung 1 : 1000.

Es ist mathematisch dargetan worden, daß ein streuender Kondensator die Schwingungsfrequenz des Kreises erhöhen oder vermindern kann, wobei ein gewisser kritischer Wert der Streuung keine Änderung in der Frequenz hervorbringt.

Wenn wir die ionisierende Strahlung durch Aluminiumplatten von verschiedener Dicke hindurchgehen ließen, beobachteten wir unter Bedingungen, die mit der Theorie im Einklang stehen, Frequenzänderungen beiderlei Vorzeichens.

Die Arbeit liefert demgemäß einiges Material zur Stütze der

---

1) Siehe E. H. Barton and W. B. Kilby, Phil. Mag. (6) **26**, 567—578, Oktober 1913.

2) Siehe Proc. Roy. Soc. (A) 87, 79—99, 1912; Jahrb., vorliegendes Heft.

Theorie von W. H. Eccles über die Fortpflanzung elektrischer Wellen um die Krümmung der Erde infolge der Ionisierung der oberen Atmosphäre.

27. Oktober 1913.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 30. Oktober 1913.)

Adresse des Autors: Professor of Experimental Physics, University College Nottingham, England.

Max Reich, Quantitative Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie. (Phys. Ztschr. **14.** 934, 1913.)

Nach der Maxwell-Hertzschen Theorie läßt sich die von einer Sendestation auf eine Empfangsstation übertragene Energie berechnen unter folgenden Voraussetzungen:

1. Die Dimensionen der Antennen müssen klein gegen die benutzte Wellenlänge sein.

2. Sender und Empfänger müssen auf unendlich gut leitendem, also elektrisch spiegelndem Boden stehen.

3. Die Wellen dürfen bei ihrer Ausbreitung weder durch Absorption eine Schwächung erfahren, noch infolge der Krümmung der Erdoberfläche nur in geringerer Intensität zur Empfangsstation gelangen. Wenn diese Voraussetzungen erfüllt sind, dann ist die Stromstärke in der Empfangsantenne durch den Wert bestimmt:

$$J_{\varepsilon_0} = \frac{4\pi \cdot 30 \cdot J_s \cdot h_s h_\varepsilon}{W \cdot \lambda \cdot r \cdot \sqrt{1 + d_s/d_\varepsilon}}$$

Hierin bedeuten:

J_s Stromstärke im Sender,
h_s und h_ε effektive Höhen des Senders und Empfängers,
W Gesamtwiderstand des Empfängers,
λ die Wellenlänge,
r die Entfernung beider Stationen,
d_s und d_ε die Dämpfungsdekremente des Senders und Empfängers.

1. Versuche auf kurze Entfernung.

Die ersten Versuche wurden ausgeführt zwischen zwei Stationen, deren Entfernung 7,1 km beträgt. Diese Entfernung ist hinreichend groß, um die Induktionswirkung vernachlässigen zu können; bei einer Wellenlänge von z. B. 1000 m ist hier das Verhältnis des elektrischen Feldes der Strahlung zu dem der Induktion 45 : 1.

Gesendet wurde mit tönenden Löschfunken, deren Konstanz sich zu quantitativen Messungen vorzüglich eignet. Die Empfangsstromstärke wurde mit einem Duddellschen Thermogalvanometer gemessen, das zusammen mit einem Induktionsvariometer direkt in den Antennenkreis eingeschaltet war. Die effektiven Antennenhöhen, die sich aus den geometrischen Formen und Größen der Antennen und der Stromverteilung über diese berechnen lassen, sind etwas abhängig von der Wellenlänge, wie folgendes Beispiel zeigt (Tabelle 1).

Tabelle 1.

Wellenlänge	Effektive Höhe
1045	61,9
1175	61,25
1500	60,5
2000	60,3
2400	60,3

Die Versuche ergeben eine recht gute Übereinstimmung des nach der Theorie errechneten Wertes der Empfangsstromstärke mit dem gemessenen (Tabelle 2).

Tabelle 2.

λ	J_s	J_ε	J_{ε_0}	J_s / J_{ε_0}
825	2,48	$22,8 \cdot 10^{-4}$	$26,3 \cdot 10^{-4}$	87 %
1004	3,08	23,5	28,1	84
1175	3,85	26,3	31,2	84,5

Die Abweichungen, die hier etwa 15 % betragen, können zum Teil darin begründet sein, daß Sender und Empfänger nicht auf unendlich gut leitendem Boden stehen, zum Teil kann auch die Absorption auf diese Entfernung schon eine Rolle spielen. Bei kleineren Wellen machen sich diese Einflüsse stärker geltend (Tabelle 3), wie ja auch der Erdungswiderstand mit kleiner werdender Wellenlänge zunimmt.

Tabelle 3.

λ	J_s	J_ε	J_{ε_0}	$J_\varepsilon / J_{\varepsilon_0}$
240	2,48	$21{,}2 \cdot 10^{-4}$	$32{,}0 \cdot 10^{-4}$	66,5 %
293	2,65	19,8	28,9	68,5
360	2,65	15,2	21,9	69,5
430	2,73	13,3	18,2	73,0
568	2,42	11,1	14,53	78,0

Eine Änderung der Sendestromstärke, der Dämpfungsdekremente, der Antennenform oder -höhe führten stets zu einer Bestätigung der obigen Formel.

2. Versuche auf große Entfernungen.

Bei den Versuchen auf größere Entfernungen, Köln-Göttingen 216 km (Tabelle 4 und 5), Straßburg-Göttingen 363 km (Tabelle 6) und Neumünster-Göttingen 286 km (Tabelle 7) stimmt der Größenordnung nach die mit dem Duddellgalvanometer gemessene Stromstärke mit der nach der Theorie errechneten überein; das Verhältnis beider ist wegen der Absorption der Energie bei der Ausbreitung aber naturgemäß kleiner als bei den Nahversuchen.

Tabelle 4. (Gedämpfte Wellen.)

λ	J_s	J_ε	J_{ε_0}	$J_\varepsilon / J_{\varepsilon_0}$
1800	18.8	$17{,}8 \cdot 10^{-4}$	$48{,}5 \cdot 10^{-4}$	36,7 %
2000	18,0	17,3	41,2	42
2500	15,4	14,2	27,8	50,9
3000	16,5	13,6	22,1	61,3

Tabelle 5. (Ungedämpfte Wellen.)

λ	J_s	J_ε	J_{ε_0}	$J_\varepsilon / J_{\varepsilon_0}$
1800	13,5	$18{,}75 \cdot 10^{-4}$	$50{,}5 \cdot 10^{-4}$	41,3 %
2000	14,1	19,5	46,6	41,9
2500	13,3	17,8	34,8	51,2
3000	14,5	18,95	31,4	60,5
4000	13,2	12,9	18,95	68,2

Tabelle 6.

λ	J_s	J_ε	J_{ε_0}	$J_\varepsilon / J_{\varepsilon_0}$
1560	21,5	$10{,}2 \cdot 10^{-4}$	$35{,}4 \cdot 10^{-4}$	28,8 %
2000	27	16,2	35,2	46,0
2500	24,5	15,05	24,8	60,6

Tabelle 7.

Datum	λ	8 Uhr vormittags	5 Uhr nachmittags	$12^1/_2$ Uhr nachts
		$J_\varepsilon / J_{\varepsilon_0}$	$J_\varepsilon / J_{\varepsilon_0}$	$J_\varepsilon / J_{\varepsilon_0}$
23. Nov.	900	10,35 %	11,3 %	55,3 %
25. „	900	11,2	25,7	45,6
30. „	900		10,6	
23. „	1100	13,0	12,4	{ 55 42,4
25. „	1100	13,0	18,3	{ 31,4 43,3 37,8
30. „	1100		13,5	
23. „	1400	23,8	26,3	{ 49,7 42,8 30,8
25. „	1400	25,9	25,8	{ 37,7 38,6 63,3
30. „	1400		28,5	
23. „	2000	40,0	40,2	57,9
25. „	2000	42,7	45,8	{ 81,0 74,8 39,8
30. „	2000		40,1	

Die durch eine Klammer zusammengefaßten Zahlen beziehen sich auf 3 innerhalb 8 Minuten aufgenommene Beobachtungen.

Man ersieht aus den Tabellen, daß für die kurzen Wellen die Absorption stets größer ist als für die längeren. Es läßt sich danach, da andererseits die ausgestrahlte Energie bei kleineren Wellen größer ist, für jede Entfernung bei bestimmtem Gelände eine günstigste Wellenlänge errechnen, bei welcher mit der geringsten Senderenergie die beste Wirkung im Empfänger erzielt wird. Je größer die Entfernung der Stationen wird, oder je größer die Absorption ist, um so größere Werte wird diese günstigste Wellenlänge annehmen. Über See ist unter sonst gleichen Verhältnissen die günstigste Wellenlänge kleiner als über Land. Gedämpfte und ungedämpfte Wellen werden, wie ein Vergleich der Tabellen 4 und 5 zeigt, in gleichem Maße geschwächt.

Die Verschiedenartigkeit der Geländeverhältnisse kommt in den Resultaten ebenfalls zum Ausdruck: Das gebirgige und hügelige Gelände zwischen Köln und Göttingen hat verhältnismäßig die stärkste

Absorption zur Folge. Zwischen Straßburg und Göttingen hingegen fließt auf fast den halben Weg in Richtung der Stationen der Rhein, der die Fortleitung der Wellen wesentlich begünstigt. Die Absorption zwischen Neumünster und Göttingen ist ungefähr gleich der zwischen Köln und Göttingen; die größere Entfernung wird hier durch günstigeres, mehr ebenes Gelände kompensiert.

Die Versuche wurden mehrfach bei verschiedener Witterung wiederholt. War das Wetter unverändert, so blieben auch die Empfangswerte die gleichen; nach starkem Regen, also bei großer Bodenfeuchtigkeit, waren die Empfangsstromstärken größer. Große Abweichungen von den bei Tage aufgenommenen Werten ergaben sich während der Nacht und bei beginnender Dunkelheit. Die bei Nacht gemessenen Stromstärken waren durchweg sehr viel größer als die entsprechenden Tageswerte, zeigten aber sehr starke unregelmäßige Schwankungen, die auf eine Art Flimmern hindeuten (Tabelle 7); irgendwelche Gesetzmäßigkeit ließ sich darin nicht nachweisen.

Nach diesen Versuchen läßt sich also die Reichweite zweier Stationen bzw. die in einer Empfangsantenne zu erwartende Stromstärke für Tagesversuche auf eine Entfernung von einigen 100 km ziemlich genau berechnen, wenn man die Beschaffenheit des dazwischenliegenden Geländes kennt.

(Eingesandt 4. Februar 1914.)

Adresse des Autors: Göttingen, Friedländerweg 45.

Mitteilungen aus der Praxis.

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 10, 1913[1]) folgenden Artikel von Georg Lutze:

Ballonversuche über die Lautstärke funkentelegraphischer Zeichen in größeren Höhen. Am 5. Januar 1913 unternahm der Ballon Nordhausen (1680 cbm) des Sächsisch Thüringischen Vereins für Luftschiffahrt (Sektion Halle) eine Hochfahrt bis auf 7000 m. Bitterfeld war Aufstiegsplatz, die Landung erfolgte bei Güstrow in Mecklenburg. Die freundliche Überlassung der benötigten Apparate durch Herrn Prof. Dr. K. Schmidt ermöglichte es mir, dabei unter

1) Vgl. auch Phys. Ztschr. 14, 288, 1913 u. Jahrb. vorliegendes Heft S. 367.

Anwendung einer Ballonantenne funkentelegraphische Empfangsversuche auszuführen und die Lautstärke der Norddeicher Zeichen in einer Höhe von 1300 und 1550 m sowie in einer Höhe von 6500 m zu beobachten. Als Maß diente ein zum Telephon parallel geschalteter Widerstand. Entsprechend den Ergebnissen von Mosler[1]) ließ sich kein Unterschied in der Empfangsintensität zwischen 1820 und 1540 m feststellen. Gegenüber den Lautstärken in diesen Höhen war aber in 6500 m eine schon subjektiv stark auffallende Abnahme zu bemerken. Die entsprechenden Werte des zum 1000-ohmigen Telephon parallel geschalteten Widerstandes sind 180 bzw. 500 Ohm. In der üblichen Ausdrucksweise ergäbe sich demnach für die Höhe 6500 m nicht einmal die Hälfte der Lautstärke, die in den geringeren Höhen gefunden wurde. Die Messungen in geringeren Höhenlagen sind in der Nähe von Dessau ausgeführt, 1 Uhr 5 Min. in 6500 m lagen die Orte Kyritz und Pritzwalk unter uns. Die Abnahme der Lautstärke kann also nicht in einer Zunahme der Entfernung ihre Erklärung finden.

Während der Nacht wurde eine Abnahme der elektromagnetischen Strahlung umgekehrt proportional der p^{ten} Potenz der Entfernung gefunden, wo $2 > p > 1$ ist.

Der Einfluß der tieferen Temperatur und des geringeren Luftdruckes auf die Empfindlichkeit der als Detektor benutzten Schlömilchzelle ist eingehend nachgeprüft und bei der Genauigkeit der angewandten Meßmethode als innerhalb der Fehlergrenzen liegend gefunden worden. Eine Abnahme der Empfindlichkeit des Ohres entsprechend dem geringeren Luftdruck ließ sich bei der gut zu führenden Unterhaltung mit meinem Ballonführer, Herrn Priv.-Doz. Dr. Wigand, nicht bemerken.

(Eingesandt 15. März 1913.)

Adresse des Autors: Bruxelles-Schaerbeek (Belgique), 112 rue Eugène Demolder.

Unterschied in der Stärke der radiotelegraphischen Zeichen bei Tag und Nacht.

Von **L. W. Austin**[1]).

Zur Erklärung des Unterschiedes der Stärke von Tag- und Nachtsignalen nach der Entdeckung dieser Erscheinung durch Marconi nahm man bekanntlich an, daß das Sonnenlicht durch Ionisation der Luft in der Umgebung der Antenne Energieverluste erzeuge. Von dieser Annahme ist man aber schon seit einiger Zeit zurückgekommen. Jüngste Beobachtungen zwischen den Stationen in Arlington und dem Bureau of Standards, Entfernung 8 km, zeigen, daß wenn dieser Effekt überhaupt besteht, er nicht mehr als 1 oder 2 % ausmacht.

In einer späteren Periode wurde von vielen Pionieren der Radiotelegraphie die Vermutung ausgesprochen, daß die Vergrößerung der Stärke der Nachtsignale verursacht sei durch eine Abnahme in der Absorption der oberen Schichten der Atmosphäre, nachdem die Ionisation infolge des Sonnenlichts und vielleicht von Kathodenstrahlen der Sonne verschwunden war. Die von dem U. S. Navy Department während der letzten 3 Jahre gesammelten Daten lassen diese Erklärung aus den beiden folgenden Gründen unwahrscheinlich erscheinen: 1. Es ist bekannt, daß in gewissen Gegenden und bei gewissen Wellenlängen die Erdabsorption mehr als 20 mal so groß ist als wenn die Signale über Salzwasser telegraphiert werden. Die Sonnenstrahlen dürften schwerlich die Verluste in der Erde merklich beeinflussen und doch kommen Wellen in einigen Nächten über dieselbe Strecke an der Empfangsstation mit einer solchen Stärke an, als ob überhaupt keine Absorption stattgefunden hätte[2]). 2. Beobachtungen mit ungedämpften Schwingungen nach der Lichtbogenmethode haben gezeigt, daß bei Nacht ein selektives Verstärken und Schwächerwerden der Zeichen mit wechselnder Wellenlänge stattfindet. Z. B. wurde bei kürzlichen Versuchen in Arlington gefunden, daß wenn die Nachtsignale an der Empfangsstation bei der regulären Wellenlänge von 4100 m schwach waren, eine Änderung der Wellenlänge in 3950 m sie fast stets wieder sofort erheblich verstärkte und vice versa. Man denkt hierbei unwillkürlich an die hellen und dunklen Interferenzstreifen in der Optik,

1) Vgl. auch Phys. Ztschr. **14**, 1226, 1913.

2) In vielen authentischen Fällen wurden Signale mit mehr als der doppelten Stärke, als nach dem einfachen Duddell- und Taylorschen Gesetz zu erwarten, empfangen.

und Dr. de Forest[1]) hat die Vermutung ausgesprochen, daß dieses Phänomen durch die Interferenz eines Wellenzuges längs der Erde mit einem anderen der von den leitenden Schichten der oberen Atmosphäre reflektiert wurde, erklärt werden könne. Berechnungen zeigen, daß die Höhe der reflektierenden Fläche zwischen 40 und 60 engl. Meilen liegen müsse, welche Werte sehr wahrscheinlich sind für die Höhen, in denen die Leitfähigkeit beginnt. Dieses Phänomen ist so andauernd beim Arbeiten mit Lichtbogenschwingungen konstatiert worden, daß über seine Existenz kein Zweifel bestehen kann. Die Tatsache, daß es noch nicht für die Wellen nach der Funkenmethode beobachtet wurde. ist wohl teils dadurch zu erklären, daß mit den Apparaten der Funkentelegraphie solche kleine Änderungen der Wellenlänge im allgemeinen nicht gemacht werden, und teils durch die kurzen Wellenzüge, wodurch ein Überlappen der direkten und reflektierten Wellenzüge für irgend einen beträchtlichen Wegunterschied nicht stattfindet.

Diese Tatsachen weisen darauf hin, daß die größere Stärke der Nachtsignale wahrscheinlich nicht eine Folge abnehmender Absorption ist, sondern vielmehr einer zusätzlichen Energie, die die Empfangsstation durch Reflexion trifft. Diese Erklärung würde die Vorstellung involvieren, daß bei Nacht die obere Atmosphäre in einer solchen Weise geschichtet wird, daß bei gegebener Höhe, die verschieden zu verschiedenen Zeiten ist, eine hinreichend plötzliche Änderung der Leitfähigkeit stattfindet, so daß Reflexion möglich ist. Es ist verständlich, daß diese Schichtung bei Tage durch vertikale Konvektionsströme durchbrochen wird oder durch die mehr oder weniger unregelmäßige Ionisation, erzeugt durch ultraviolette Strahlung oder Kathodenstrahlen von der Sonne[2]).

Es ist sicher, daß der Unterschied zwischen Tag- und Nachtsignalen viel kleiner bei langen als bei kurzen Wellen ist, aber die Beobachtung der Clifden-Signale (λ = ca. 7000 m) in Brant Rock (2460 Meilen) und in Arlington (2840 Meilen) nicht mit den Beobachtungen von Marconi in Glace Bay übereinstimmen, wonach die Tagsignale gleich oder besser als die Nachtsignale sein sollen[3]). In Brant Rock betrug während des Herbstes und Winters der von Clifden

1) Proc. Inst. Radio Engineers 1, 37, 1913.

2) Der Unterschied in den Sommer- und Winter-Tagsignalen auf große Entfernungen zeigt vielleicht an, daß die Reflexion sogar bei Tage eine gewisse Rolle spielt.

3) Es ist verständlich, daß die gerichtete Empfangsantenne in Glace Bay einen Einfluß auf diese Erscheinung gehabt haben mag.

empfangene Strom über 25 Ohm Widerstand im allgemeinen ca. $35 \cdot 10^{-4}$ Amp. Im Sommer waren die Signale immer schwach und oft am Tage unhörbar, d. h. die Empfangsstromstärke variierte wahrscheinlich zwischen $7 \cdot 10^{-6}$ und $12 \cdot 10^{-6}$ Amp. Nachtsignale waren viel lauter, doch wurde keine genaue Messung vorgenommen. Die Beobachtungen der Clifden-Signale in Arlington stimmen qualitativ mit den Resultaten in Brant Rock überein.

U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory, May 1913.

(Nach dem Englischen. E.)

(Eingesandt 1. Juni 1913.)

Adresse des Autors: Washington, U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory.

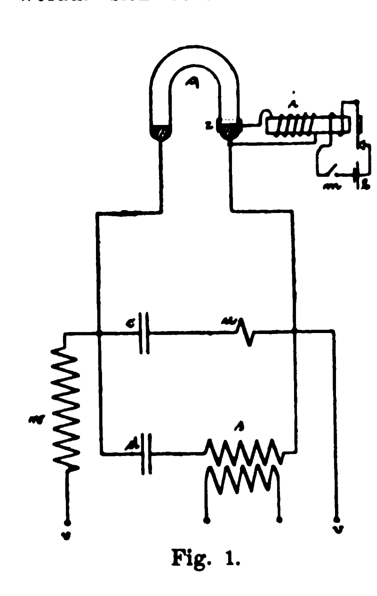
Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 269845 von Edward Russell Clarke in London betrifft ein Verfahren zum Aufrechterhalten elektrischer Schwingungen in einem Schwingungskreis, wobei der durch die Dämpfung verursachte Spannungsverlust durch eine Unipolarmaschine ausgeglichen wird, deren Erregerstromkreis die Induktanz des Schwingungskreises bildet. Die wesentlichen Kennzeichen des Verfahrens von Clarke bestehen nun darin, daß der Übergang der Energie zwischen dem beweglichen und dem festen Teil oder zwischen zwei im entgegengesetzten Sinne bewegten Teilen des Schwingungskreises unter Fortfall von Schleifringen und Bürsten durch Kondensatoren vermittelt wird, deren Belegungen teilweise oder sämtlich synchron mit den bewegten Teilen umlaufen. Hierdurch wird bezweckt, die Dämpfung möglichst zu verringern und den durch sie verursachten Spannungsabfall konstant und so gering zu machen, daß er sich durch Unipolarmaschinen in einfachster Form ausgleichen läßt.

Die Compagnie Générale Radiotélégraphique in Paris hat sich durch D. R. P. Nr. 270312 eine Einrichtung zur Parallelladung und Serienentladung zweier Kondensatoren von wesentlich gleicher Kapazität schützen lassen, die in Fig. 1 in einer beispielsweisen Ausführung dargestellt ist. Jeder Kondensator c bzw. d liegt dabei mit einer ihm vorgeschalteten Selbstinduktion u bzw. s, von denen die eine ein Mehr-

faches der anderen ist, parallel zu einer Funkenstrecke, z. B. einer Quecksilberdampflampe q von so großer Löschwirkung, daß nach Ladung der Kondensatoren aus dem Netz $v v$ über einen Widerstand oder eine Selbstinduktion w die Entladung des Kondensators mit der kleineren Selbstinduktion bereits nach einer halben Schwingung und noch vor der Entladung des Kondensators mit der größeren Selbstinduktion unterbrochen ist, so daß sich der erstere Kondensator umpolarisiert, worauf sich beide Kondensatoren in Reihe entladen. Wenn nämlich die steigende Spannung die Entladestrecke durchbricht, entladen sich beide Kreise über dieselbe, der Kreis $d s$ aber mit viel geringerer Stromstärke, so daß nach ungefähr einer halben Schwingung des Kreises $c u$ der resultierende Strom in der Entladestrecke Null wird. Letztere muß nun eine derartig gute Lösch- oder Ventilwirkung besitzen, daß sie während dieses kurz dauernden Stromminimums erlischt und auch nicht wieder zündet, wenn die Spannung gleich darauf wieder steigt. Im Augenblicke des Erlöschens der Entladestrecke hat der Kondensator d seine ursprüngliche Ladung noch fast unvermindert behalten, während der Kondensator c sich umpolarisiert hat, ohne dabei allzuviel von seiner Ladungsenergie verloren zu haben; daher sind nun beide Kondensatoren in Reihe geschaltet und ihre Spannung entlädt sich in Form wenig gedämpfter Schwingungen des Kreises $c u s d$. Da die üblichen Löschfunkenstrecken nur bei großen Wellenlängen eine für den vorliegenden Zweck hinreichende Löschwirkung besitzen, werden vorteilhaft Vakuumfunkenstrecken nach Art der Quecksilberdampflampe, insbesondere solche mit Ventilwirkung benutzt, d. h. solche mit einer leicht und einer schwer verdampfbaren Elektrode; ebenso ist es vorteilhaft eine künstliche Zündung anzuwenden, weil die künstliche Zündung eine genaue Regelung der Entladungszahl unabhängig von den Unregelmäßigkeiten, die in der Netzspannung und in den Eigenschaften der Lampe selbst liegen, gestattet. In Fig. 1 ist diese Zün dung ebenfalls dargestellt; die Zündung der Lampe q erfolgt nämlich


Fig. 1.

in bekannter Weise durch einen kapazitiven Zündpol *z*, der durch einen kleinen Zündinduktor *i* erregt wird; zum Betriebe desselben dient die Batterie *b* mit dem Taster *m*.

Die Polyphos Elektrizitätsgesellschaft m. b. H. in München hat sich durch D. R. P. Nr. 270610 ein Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen mittels Glimmlichtentladungen schützen lassen, bei welchem die Stromstärke derart bemessen wird, daß das negative Glimmlicht nur einen Teil seiner Kathode bedeckt. Wird nämlich die Glimmlichtanordnung so gewählt, so soll nach den Angaben in der genannten Patentschrift die Erscheinung des intermittierenden Glimmlichtes auch dann noch stabil sein, wenn die Stromstärke so weit gesteigert wird, daß die Schwingungen die nötige Energie besitzen, um für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie usw. benutzt werden zu können. Besonders vorteilhaft soll es ferner sein, wenn man die Kathode unterteilt, d. h. an Stelle einer einzigen Kathode deren mehrere miteinander verbundene anordnet, von denen eine oder mehrere vollständig mit Glimmlicht bedeckt sein können, während wenigstens eine andere nur teilweise bedeckt bleibt.

Eine Sendeeinrichtung für drahtlose Nachrichtenübermittlung betrifft das D. R. P. Nr. 269344 der C. Lorenz-A.-G. in Berlin. Diese Einrichtung ist in Fig. 2 dargestellt; als Schwingungserzeuger wird eine Hochfrequenzmaschine *a* benutzt, welche Starkstrom zu erzeugen gestattet. Außer dieser Hochfrequenzmaschine finden zwei oder mehrere eisengeschlossene Koppelungstransformatoren $c_1\, c_2$ Verwendung, deren untereinander in direkter Verbindung stehende Primärwickelungen $b_1\, b_2$ mit den entsprechenden Sekundärwickelungen $d_1\, d_2$ des Nutzstromkreises (Antenne *e*) durch diese gekoppelt sind. Die Transformatoren werden dabei einer zusätzlichen Magnetisierung dadurch ausgesetzt, daß besondere Wickelungen $f_1\, f_2$ innerhalb der Blechkörper angeordnet und durch die Gleichstromquelle *g* gespeist werden. Diese Anordnung bezweckt die Frequenzerhöhung unter Übertragung großer Leistungen zum Nutzstromkreis und die Unterdrückung der Verluste in den Transformatoren.

Die Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel hat ein D. R. P. Nr. 269379 erhalten auf einen Ladekreis, in welchem mittels einer entsprechenden Wechselstromquelle ein elektrischer Energieansammlungsapparat (Kondensator, Selbstinduktion usw.) aufgeladen wird.

Hierbei soll nun das Einsetzen der Entladungen zu einer ganz bestimmten Zeit innerhalb der einzelnen Wechsel, d. h. eine regelmäßige Funkenfolge dadurch erreicht werden, daß in den Ladekreis ein synchron mit der Spannung der Wechselstromquelle veränderlicher Wechsel-

stromwiderstand (Selbstinduktion, Kapazität, Ohmscher Widerstand oder Kombination hiervon) eingeschaltet wird. Als veränderlicher Wechselstromwiderstand kann dabei eine mit der Wechselstromquelle synchron laufende veränderliche Selbstinduktion benutzt werden, oder die An-

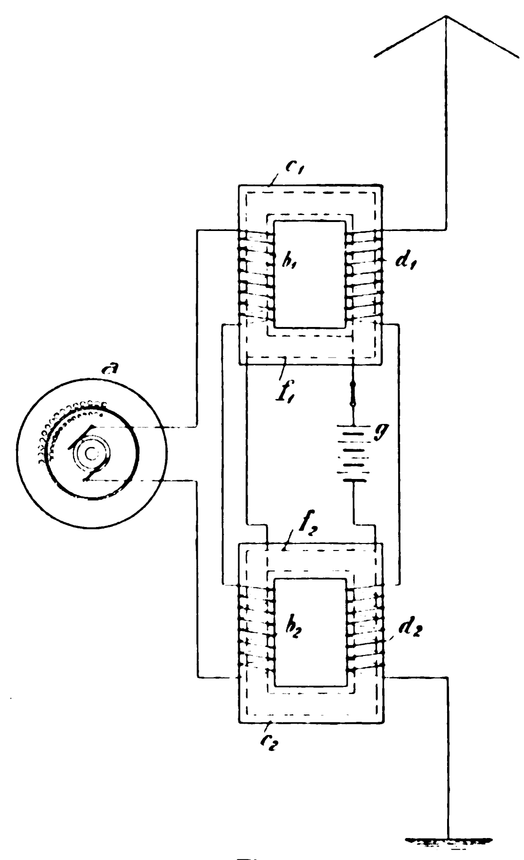


Fig. 2.

ordnung kann auch so getroffen werden, daß die Selbstinduktion durch sich bewegende Kurzschlußvorrichtungen induktiv verändert wird.

Eine Anordnung, um den Koppelungsgrad zwischen zwei Schwingungskreisen bei Frequenzänderungen ungefähr konstant zu halten, hat sich die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin durch D. R. P. Nr. 268744 schützen lassen. Die Kennzeichen dieser Anordnung bestehen darin, daß die Koppelungsspule des das Wellen-

variationsmittel enthaltenden Schwingungskreises in zwei Teile zerlegt ist, welche so dimensioniert und zu dem Wellenvariationsmittel so geschaltet sind, daß bei Änderung der Frequenz die Feldstärke des einen Spulenteils um ebensoviel zunimmt als die des anderen Teils abnimmt. In Fig. 3 u. 4 sind Ausführungsbeispiele dieser Anordnung schematisch dargestellt. Nach Fig. 3 wird die Koppelung des Kreises 1, 2, 3, 4 mit dem zweiten Kreise 5 durch zwei Spulen 4 und 4′ bewirkt, von denen die Spule 4 mit den Wellenvariationsmitteln (Variometer 3) hintereinandergeschaltet ist, während 4′ parallel zu einem Teil des Variometers 3 liegt; die Spule 5 ist dabei elektromagnetisch mit beiden Spulen 4, 4′ verbunden. Statt den zweiten Kreis, wie gezeichnet, induktiv mit dem Schwingungskreis zu koppeln, kann man

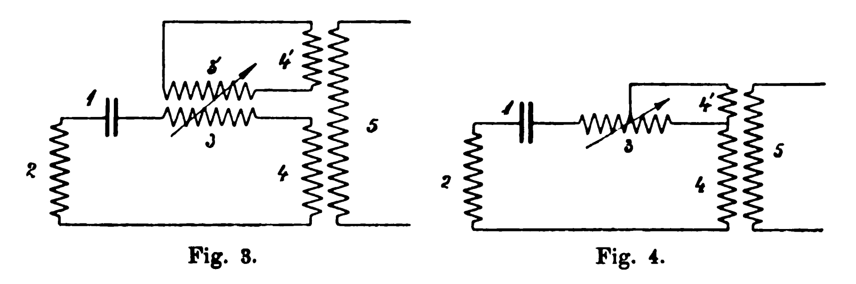


Fig. 3. Fig. 4.

ihn auch konduktiv damit verbinden. Bei Veränderung des Variometers 3, das übrigens auch durch eine stufenweise veränderliche Selbstinduktion ersetzt werden könnte, bekommt die eine der beiden Spulen 4, 4′ ein stärkeres, die andere dagegen ein schwächeres Feld, oder umgekehrt. Bei passender Dimensionierung beider Spulen können die Veränderungen ihrer Größe nach einander gleich gemacht werden, so daß die Koppelung konstant bleibt. Die beiden Spulen 4, 4′ können konstruktiv zu einer Spule vereinigt werden, wie das die Fig. 3 schematisch zeigt.

Eine andere Ausführungsform ist in Fig. 4 gegeben. In diesem Falle ist die zweite Koppelungsspule 4′ nicht galvanisch von dem Variometer 3 abgezweigt, sondern induktiv damit verbunden, d. h. sie erhält ihren Strom von einer Sekundärwickelung 3′ dieses Variometers, wobei als solches ein Transformator mit veränderlicher Selbstinduktion z. B. Anwendung finden kann. Man kann diese zweite Spule 4′ größer oder kleiner dimensionieren und ihr dabei die Energie nur aus einem kleinen Teil des Variometers 3 oder aus dem ganzen Variometer zuführen.

Dr. Gotthelf Leimbach in Göttingen hat sich durch D. R. P.

Nr. 270400 ein Verfahren zur drahtlosen Telegraphie im Erdinnern schützen lassen. Als Antennen sollen dabei Gefrierrohre benutzt werden, wie sie bei den Schachtgefrierverfahren in Anwendung kommen. Um das von Tage aus in die Erde hinabgehende Gefrierrohr bildet sich beim Betriebe der Gefrierröhren mit einer Kältemaschine ein Frostzylinder, der als völliger Isolator für elektrische Schwingungen wirkt, wie durch Versuche festgestellt worden ist. Auf diese Weise wird es möglich, das Gefrierrohr selbst als Antenne schwingen zu lassen, und zwar von Tage aus, was bei keinem andern Verfahren möglich ist. Das unterhalb der unteren Begrenzungsfläche des Grundwassers

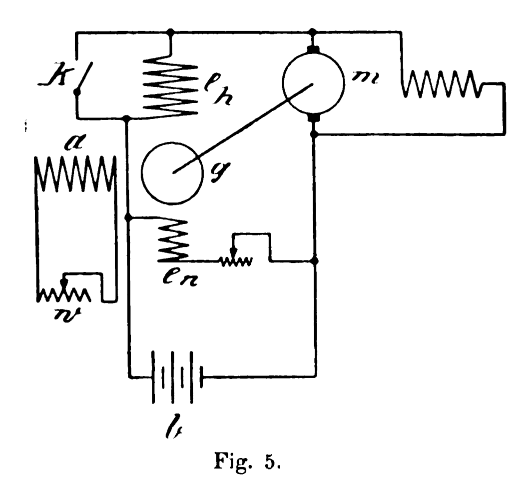


Fig. 5.

liegende Stück des Gefrierrohres kommt für die Strahlung in Betracht. Die wirksame Antennenlänge kann ohne weiteres auf Hunderte von Metern gebracht werden. Die Reichweite nimmt dadurch und durch die Einbettung in ein Medium höherer Dielektrizitätskonstante beträchtlich zu.

Das D.R.P. Nr. 269783 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin bezieht sich auf Telegraphieren mit Hochfrequenzströmen. Man hat bis jetzt die Sendezeichen beim Telegraphieren mit Hochfrequenzströmen durch Unterbrechen und Schließen des Arbeitsstromkreises bewirkt. Dies hat den Nachteil, daß beim Unterbrechen hohe Spannungen in der Maschine und in den Apparaten auftreten, die leicht Schaden anrichten können. Um diesen Übelstand zu beseitigen, hat man ferner schon vorgeschlagen, anstatt den Arbeitsstromkreis zu unterbrechen, ihn kurzzuschließen. Das läßt sich mit Erfolg aber nur bei

Maschinen mit kleinem Luftspalt machen, da mit Vergrößerung des Luftspaltes der Kurzschlußstrom wächst. Auch hat man vorgeschlagen, die Erregerwickelung kurzzuschließen. Diese hat aber als Nebenschlußwickelung eine hohe Selbstinduktion und gibt zu heftigem Feuer beim Öffnen und Schließen Anlaß.

Die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft schlägt daher im D. R. P. Nr. 269783 vor, auf dem Stator der Hochfrequenzmaschine eine zusätzliche, vom Strom des Antriebsmotors gespeiste Hauptstromwicke-

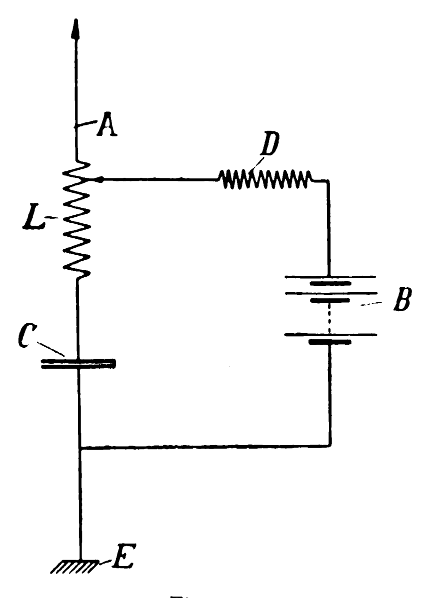


Fig. 6.

lung anzubringen und die Hochfrequenzleistung durch Kurzschließen dieser Wickelung zu unterbrechen. Die Fig. 5 zeigt ein Ausführungsbeispiel. Hierin bezeichnet *g* den Hochfrequenzgenerator, *m* den Gleichstrommotor, *a* die Arbeitswickelung, *w* den Nutzwiderstand, e_n die Nebenschluß-, e_h die Hauptstromwickelung und *k* die Kurzschlußvorrichtung.

Eine Anordnung zur Vermeidung von Störungen der Sende- und Empfangswirkung von Stationen der drahtlosen Telegraphie durch den elektrischen Zustand der Atmosphäre betrifft das D. R. P. Nr. 269420 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Hierbei soll durch ein elektrostatisches Hilfsfeld die die Antennenstörungen

hervorrufende Ionenladung abgestoßen, entfernt bzw. vernichtet werden. Die Anordnung wird zu diesem Zwecke derart getroffen, daß die Antenne (*A* in Fig. 6) durch eine Hilfsgleichstromspannung (Stromquelle *B*) über eine Drosselspule *D* auf ein solches Potential geladen wird, daß die in der Nähe der Antenne vorhandenen Ionen durch das elektrische Feld der statischen Antennenladungen abgestoßen bzw. durch Anziehung absorbiert werden. Die Ladung der Antenne durch eine besondere Hilfsgleichstromquelle kann sowohl bei Empfangs- als auch bei Sendeantennen benutzt werden. Beim Empfang hat es sich nämlich ergeben, daß die meisten elektrischen Störungen dadurch entstehen, daß Ionenwolken gegen die Antenne getrieben, von dieser aufgefangen und dann zur Erde abgeleitet werden. Durch die vorliegende Erfindung soll die Aufnahme der Ionen durch die Antenne vermieden werden, indem durch eine elektrostatische Ladung der Antenne die herankommenden Ionen von der Antenne abgestoßen werden. Beim Senden dagegen wird durch das Sprühen der Antenne und durch die Sonnenbestrahlungen die Umgebung der Antenne ionisiert und dadurch die Fernwirkung vermindert. Durch vorliegende Erfindung wird diese schädliche Wirkung verhindert in der Weise, daß durch die elektrostatische Anziehung der Antennenhilfsladung die entstehenden Ionen von der Antenne absorbiert werden. Da bei der Ionenbildung an oder in der Nähe der Antenne bald die positiven, bald die negativen Ladungen überwiegen, so soll vor Beginn des Sendens bzw. des Empfangens durch abwechselndes Anlegen des positiven und negativen Pols des Hilfspotentials an die Antenne, z. B. mit Hilfe eines Umschalters, festgestellt werden, welche Art der Ionenbildung für den gegebenen Augenblick gerade überwiegt. Derjenige Pol, mit dessen Hilfe man hierbei die besten Resultate erzielt, also beispielsweise den besten Empfang, wird dann während des Arbeitens der Antenne dauernd mit ihr verbunden.

(Eingesandt 15. Februar 1914.)

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Die Antenne, Heft 6, 1913. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H., Berlin SO. 26.

Verhandlungen der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte. 85. Versammlung zu Wien, 21. bis 28. Septbr. 1913. Erster Teil. Herausgegeben von Alexander Witting, Dresden. Verlag von F. C. W. Vogel, Leipzig 1913.

T. S. F. Revue Mensuelle de Radiotélegraphie et Radiotéléphonie, Nr. 11 et 12, 1913. Rédaction: G. Flayelle. 36, rue de Mons à Valenciennes (Nord).

A.-E.-G.-Zeitung, XVI. Jahrg., Nr. 8, Februar 1914.

Telefunken-Zeitung, 3. Jahrg., Nr. 13, 1914.

Max Planck, Neue Bahnen der physikalischen Erkenntnis (Rektoratsrede). Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1914. M. 1.—

Elektroindustrie (Zürich), VI. Jahrg., Nr. 4 u. 5, 1914.

Pierre Corret, Télégraphie sans fil. Réception des Signaux Horaires et des Télégrammes Météorologiques. Nouvelle édition. Maison de la Bonne Presse, Paris 1914. Fr. —.75

E. B. Rosa, G. W. Vinal, A. S. McDaniel, The Silver Voltameter. Part III. Second series of quantitative experiments and the preparation and testing of silver nitrate. (Reprint Nr. 201 from Bulletin of the Bureau of Standards, Vol. 9.) Washington 1913.

(Eingesandt 15. Februar 1914.)

Literaturverzeichnis.

Austin, L. W., Electrician 72, 568, 1914. Further comparison of arc and spark radio-transmission (vgl. Journ. Wash. Ac. Sc., Nr. 21, S. 517, 1913).

Bauer, L. A., Journ. Wash. Ac. Sc., Nr. 21, S. 513, 1913. Preliminary results of a first analysis of the sun's general magnetic field.

Binder, Ludwig, Elektrot. Ztschr. 35, 177, 1914. Über Einschaltvorgänge und elektrische Wanderwellen.

Book, W. J., Ztschr. f. Schwachstr., Nr. 1, S. 6, 1914. Der Book-Hochfrequenzerzeuger elektrischer Schwingungen.

Bulgakov, N., Bull. Petersburg, S. 1157—1167, 1913. Le coefficient de selfinduction d'une bobine ayant la forme d'un ruban tourné en spirale.

Cohen, L., Electrician 72, 652, 1914. Effect of a short-circuited secondary on an oscillating circuit.

Colley, A. R., Ann. Phys. 43, 309, 1914. Zur Abhandlung des Hrn. Rukop: Messungen im elektromagnetischen Spektrum des Wassers mit wenig gedämpften, durch Stoßerregung hervorgebrachten Schwingungen von 65—20 cm Wellenlänge.

Dellinger, J. H., Bull. Bur. of Stand., Vol. 10, Reprint Nr. 206. High-Frequency Ammeters (vgl. Electrician 72, 573, 1914).

Ditcham, W. T., Electrician 72, 569, 1914. Quenched spark wireless Telephony.

Duddell, W., Electrician 72, 740, 1914. On a variable condenser with a square law.

Elektrot. Ztschr. 35, 125, 1914. Erwerb der Goldschmidt-Patente durch die Marconi-Gesellschaft.

Fleming, J. A., Electrician 72, 736, 1914. An experimental method for the production of vibrations on strings illustrating the properties of loaded or unloaded telephone cables.

Förster, Rudolf, Elektrot. Ztschr. 35, 146, 1914. Zur Theorie des Saitengalvanometers.

Forest, Lee A. u. **Fleming, J. A.,** Electrician 72, 659, 1914. The Audiondetector and amplifier.

Goldschmidt, Rudolf, Electrician 72, 618, 1914. The tone-wheel detector for wireless telegraphy.

— Electrot. Ztschr. 35, 93, 1914. Das Tonrad als Detektor in der drahtlosen Telegraphie.

Hollis, E. P., Electrician 72, 683, 1914. Reactance and reactance coils in power circuits.

Howe, G. W. O., Phil. Mag. Journ. 1914. The effect of ionisation of air on electrical oscillations and its bearing on long-distance wireless telegraphy.

Jégou, Paul, La Lum. Él., Nr. 3, S. 69, 100, 1914. Le détecteur électrolytique.

Ludewig, P., Die Naturwiss., Heft 7, S. 148, 1914. Der Unterschied in der Reichweite einer Funkenstation bei Tag und bei Nacht.

Maior, A., Electrician 72, 734, 1914. The use of high-frequency alternating currents in telegraphy, telephony and for power transmission.

Martens, F. F., Verh. D. Phys. Ges. 16, 100, 1914. Über Vorgänge in Schwingungskreisen. I. Strenge Berechnung der momentanen Wechselgrößen zweier magnetisch oder galvanisch gekoppelter Kreise.

Oseen, C. W., Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 8, Nr. 28 u. 9, Nr. 12, 1913. Über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem geradlinigen Rande. Über die elektromagnetischen Schwingungen an dünnen Ringen.

Perry, John, Nature (London) 92, 528, 1914. „Atmospherics“ in wireless telegraphy.

Quincke, G., Ann. Phys. 43, 393, 1914. Brechung, Reflexion und Interferenz elektrischer Strahlen.

Reisz, E., Electrician 72, 726, 1914. A new method of magnifying electric currents (Lieben-Röhre).

Roschanski, D. A., Elektrische Strahlen-Theorie der elektromagnetischen Schwingungen und Wellen. St. Petersburg 1913. (Russisch.)

Rukop, H. s. Zenneck, J.

Schmidt, K. E. F., Physik. Ztschr. 15, 202, 1914. Das Problem der Reichweite elektrischer Wellen.

Spielrein, J., La Lum. Él., Nr. 1, S. 5. 1914. Sur l'absorption des ondes électromagnétiques par un conducteur cylindrique (effet Kelvin).

Strauss, Siegmund, Ztschr. f. Schwachstromt., Heft 2, S. 37, 1914. Das Liebensche Telephonrelais.

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. 35, 66, 1914. Die Funkentelegraphie an Bord des „Imperator“.

— Die Naturwiss. Heft 6, S. 132, 1914. Selbstaufzeichnung des Zeitsignals.

Wommelsdorf, H., Elektrot. Ztschr. 35, 61, 1914. Die Kondensatormaschine, ein neuer elektrostatischer Erzeuger hochgespannten Gleichstroms.

Zenneck, J. u. **Rukop, H.,** Physik. Ztschr. 15, 145, 1914. Die Transformation eines Hochfrequenzstroms auf die dreifache Frequenz.

(Eingesandt 15. Februar 1914.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 8. 1914. Heft 4.

Ein Beitrag zur Frage der elektrischen Abstimmfähigkeit der verschiedenen radiotelegraphischen Systeme.[1])

Von **H. Rein.**

In der Einleitung zu einer früheren Arbeit[2]) habe ich dargelegt, welche Störungsquellen noch technisch überwunden werden müssen, um einen vollkommen einwandfreien radiotelegraphischen Verkehr zwischen zwei Stationen zu gewährleisten. Es sind dies die atmosphärischen Ladungserscheinungen in der Empfangsantenne und die Ströme, die, hervorgerufen durch elektromagnetische Wellen dritter Stationen, die Empfangsindikatoren zum Ansprechen bringen. Zur Unschädlichmachung der ersteren Störungsursache hat man die verschiedensten Methoden entwickelt, um den Morsezeichen der Sendeseite zugleich den Rhythmus bestimmter Töne aufzudrücken[3]), welche beim Auftreten atmosphärischer Nebengeräusche auf der Empfangsstation leicht durchgehört werden können. Was man damit auf der einen Seite gewann, ging jedoch zum Teil auf der anderen wieder verloren. Denn da die tönenden Sender zumeist mit abklingenden Antennenschwingungen arbeiten, verschlechtert sich die Abstimmfähigkeit auf der Empfangsseite mit der Zunahme der Dämpfung des Sendeluftleiters. Diese Tatsache wird besonders auf all den Stationen störend empfunden, welche in der Nachbarschaft starker tönender Senderanlagen miteinander zu verkehren gezwungen sind.

Es wäre daher die Frage zu erwägen, ob nicht im Interesse eines allseitig störungsfreien Depeschenaustausches die Großstationen grundsätzlich mit Sendern auszurüsten sind, welche ausschließlich ungedämpfte Wellenzüge erzeugen.

1) Autoris. Abdruck aus der Phys. Ztschr. **14**, 633, 1913.
2) Phys. Ztschr. **11**, 591, 1910.
3) Rein, Radiotelegraph. Praktikum 1912. 2. Aufl., S. 139.

Um zunächst ein Urteil über die Abstimmschärfe der verschiedenen Systeme zu gewinnen, seien im folgenden die theoretischen Grundlagen des Empfanges von ungedämpften und gedämpften Schwingungen zusammengestellt, welche, wie später gezeigt werden wird, mit den experimentellen Ergebnissen im Einklange stehen. Da bei den meisten Anlagen ausschließlich Primärempfang üblich ist, d. h. abgestimmte Sekundärkreise nicht verwendet werden, sind die vergleichenden Betrachtungen auf diesen Fall beschränkt worden.

1. Ungedämpfte Senderschwingungen.

Unter der Annahme, daß die Radiotelegraphie in letzter Linie ein Problem der drahtlosen Energieübertragung ist, ergibt sich bei Verwendung von Senderschwingungen von stets gleichbleibender Amplitude, sofern der Detektor direkt in dem Empfangsluftleiter geschaltet ist, folgende aus der Wechselstromtechnik bekannte Beziehung:

$$i_2 = \frac{e_2}{\sqrt{W_2^{\,2} + \left(\omega_1 L_2 - \frac{1}{\omega_1 C_2}\right)^2}}$$

Hierbei bedeuten (vgl. Fig. 1):

e_2 = Effektivwert der in der Empfangsantenne induzierten elektromotorischen Kraft,
i_2 = Effektivwert des Stromes in der Empfangsantenne,
W_2 = Ohmscher Gesamtwiderstand des Empfangssystems,
W_{a_2} = Ohmscher Widerstand der Antenne (Strahlungswiderstand + Erdwiderstand + Leitungswiderstand),
W_D = Ohmscher Widerstand des Detektors,
L_2 = Gesamtselbstinduktion des Antennenkreises,
C_2 = Gesamtkapazität des Antennenkreises,
ν_1 = Periodenzahl der Senderschwingungen,
ω_1 = $2\pi\nu_1$.

Führt man außerdem die Eigenperiode ν_2 des Empfangssystems ein, welche durch die folgende Gleichung gegeben ist,

$$(2\pi\nu_2)^2 = \omega_2^{\,2} = \frac{1}{L_2 C_2}$$

so läßt sich die Ausgangsgleichung wie folgt umformen:

$$i_2 = \frac{e_2}{\sqrt{W_2^{\,2} + \left(\omega_1 L_2 - \frac{1}{\omega_1}\cdot\omega_2^{\,2} L_2\right)^2}}$$

$$i_2 = \frac{e_2}{\sqrt{W_2^2 + \omega_1^2 L_2^2 \cdot \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right)^2}}$$

Im Resonanzfalle ($\omega_2 = \omega_1$) ergibt sich:

$$i_{2r} = \frac{e_2}{W_2} = \frac{e_2}{W_{a_2} + W_D}$$

Um nun die Abstimmschärfe festzustellen, ist die Abnahme der dem Detektor zugeführten Energie A_n bei einer bestimmten Verstimmung $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$ des Empfängers zu ermitteln.

Die Nutzenergie des Empfangssystems bestimmt sich zu:

$$A_n = i_2^2 \cdot W_D$$

also:

$$\frac{A_n}{A_{n_r}} = \left(\frac{i_2}{i_{2r}}\right)^2 = \frac{W_2^2}{W_2^2 + \omega_1^2 L_2^2 \cdot \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right)^2}$$

Ersetzt man W_2^2 durch

$$W_2^2 = \vartheta_2^2 \cdot 4 L_2^2 \cdot \nu_1^2$$

wobei ϑ_2 das logarithmische Dekrement des Empfangssystems darstellt, und

$$\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}\right) \cong 2 \cdot \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right) = 2 \cdot \left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right)$$

so erhält man als Schlußgleichung:

$$\frac{A_n}{A_{n_r}} = \left(\frac{i_2}{i_{2r}}\right)^2 = \frac{\vartheta_2^2}{\vartheta_2^2 + 4\pi^2 \cdot \left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^2}$$

$$= \frac{1}{1 + \frac{4\pi^2}{\vartheta_2^2} \cdot \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2}$$

d. h. die Abstimmschärfe ist bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen um so größer, je kleiner das logarithmische Dekrement ϑ_2 der Empfangsanordnung ist. Da der Wert ϑ_2 das Dämpfungsdekrement der eigentlichen Antenne (ϑ_{a_2}) und das des Empfangsindikators (ϑ_D) umfaßt, ist weiter festzustellen, in welchem Größenverhältnis diese beiden Zahlenwerte zueinander stehen müssen, um den besten Empfang, d. h. die größte Nutzenergie $A_{n_{max.}}$ zu erzielen.

Nach Rüdenberg[1]) erhält man:

$$A_{n_r} = i_2^2 \cdot W_D, \qquad i_{2r} = \frac{e_2}{W_{a_2} + W_D}$$

$$A_{n_r} = \frac{e_2^2}{(W_{a_2} + W_D)^2} \cdot W_D$$

Bildet man nun den Differentialquotienten $\frac{d A_{n_r}}{d W_D}$ und setzt diesen Ausdruck gleich Null, so ergibt sich der Höchstwert der Detektor-

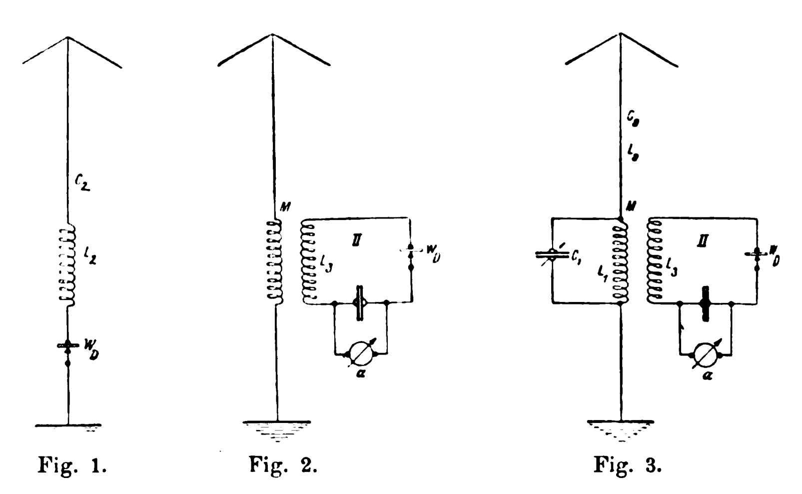


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

energie für ein Widerstandsverhältnis $\frac{W_{a_2}}{W_D} = 1$, d. h. bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen wird die Empfangsenergie am größten, wenn der wirksame Detektorwiderstand W_D gleich den übrigen Antennenwiderständen W_{a_2} ist. Um diesen günstigsten Wert leicht einstellen zu können, ordnet man den Indikator von beliebigem Widerstande zweckmäßig in einem aperiodischen Sekundärkreise *II* (Fig. 2) an, dessen Koppelung mit dem Luftleiter dann so lange verändert wird, bis der Höchstwert der Empfangsenergie sich einstellt. In diesem Falle ist in der obenstehenden Gleichung $(W_{a_2} = W_D)$ W_D durch W_K zu ersetzen, wobei W_K durch folgende Beziehung gegeben ist:

$$W_{a_2} = W_K = \frac{\omega_1^2 M^2}{\omega_1^2 L_3^2 + W_D^2} \cdot W_D$$

1) Ann. d. Phys. 25, 446, 1908.

Hierbei stellt M den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion dar. Für den Fall, daß $W_D{}^2$ gegenüber $(\omega_1 L_3)^2$ zu vernachlässigen ist, erhält man:

$$W_{a_2} = W_K = \frac{M^2}{L_3{}^2} \cdot W_D$$

d. h. je größer der Detektorwiderstand ist, um so loser muß die Koppe-

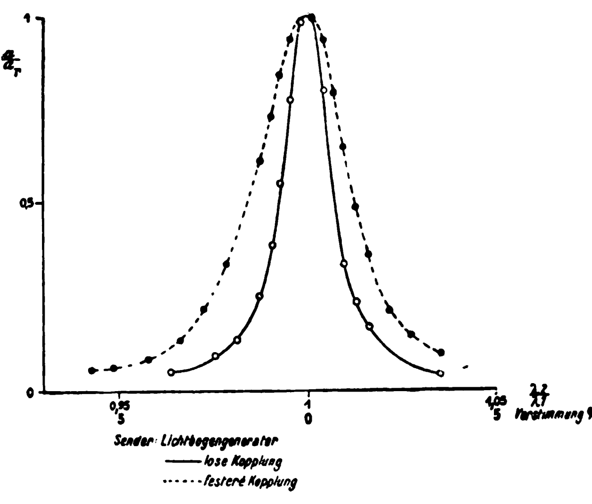


Fig. 4.

lung eingestellt werden. Ist jedoch, und dies dürfte wohl zumeist zutreffen, $W_D{}^2$ sehr viel größer als $(\omega_1 L_3)^2$, so gilt:

$$W_{a_2} = W_K = \frac{\omega_1{}^2 M^2}{W_D}$$

d. h. mit wachsendem W_D und abnehmender Periodenzahl ist die Koppelung zu verstärken.

2. Gedämpfte Senderschwingungen.

Nach der Bjerknesschen Theorie[1]) ergibt sich der Stromeffekt in der Empfangsantenne zu:

1) Wied. Ann. 55, 121, 1895; Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr. 1913, 2. Aufl., S. 125.

$$i_2^{\,2} = a \cdot \frac{E_2^{\,2}}{64\,\pi^2 \cdot \nu_1^{\,3} \cdot L_2^{\,2}} \cdot \frac{\vartheta_{a_1} + \vartheta_2}{\vartheta_{a_1} \cdot \vartheta_2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^2 + \left(\frac{\vartheta_{a_1} + \vartheta_2}{2\pi}\right)^2}$$

In Ergänzung zu den obigen Erklärungen bedeutet hierbei:

a = sekundliche Entladungszahl,
ϑ_{a_1} = logarithmisches Dekrement der Senderantenne.
E_2 = Maximalamplitude der im Empfangsluftleiter erzeugten elektromotorischen Kraft.

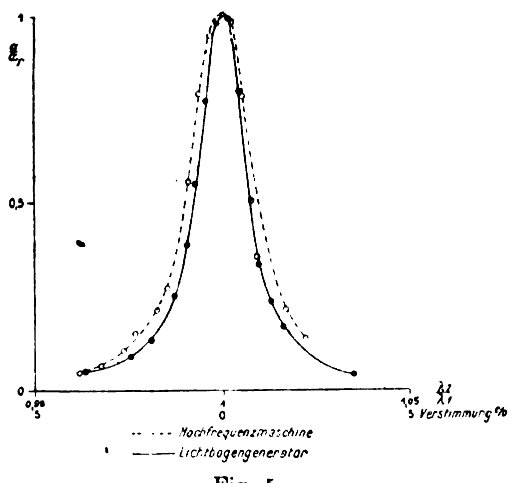


Fig. 5.

Im Falle der Abstimmung von Sende- und Empfängerluftleiter vereinfacht sich die Gleichung wie folgt:

$$i_{2\,r}^{\,2} = a \cdot \frac{E_2^{\,2}}{16 \cdot \nu_1^{\,3} \cdot L_2^{\,2}} \cdot \frac{1}{\vartheta_{a_1} \cdot \vartheta_2 \cdot (\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)}$$

$$i_2^{\,2} \cdot W_2 = \frac{E_2^{\,2}}{2 \cdot W_2} \cdot \frac{a}{2 \cdot \nu_1 \cdot \vartheta_{a_1}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_2}}$$

Der erste Faktor dieses Produkts stellt die Empfangsantennenleistung bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen dar, der zweite kommt hinzu, da die Senderschwingungen eine abklingende Amplituden-

kurve aufweisen, und der dritte trägt dem Umstand Rechnung, daß in der Empfangsantenne nicht sofort der volle Strom vorhanden ist, sondern ein allmähliches Ansteigen bei jedem Wellenzuge von neuem stattfinden muß.

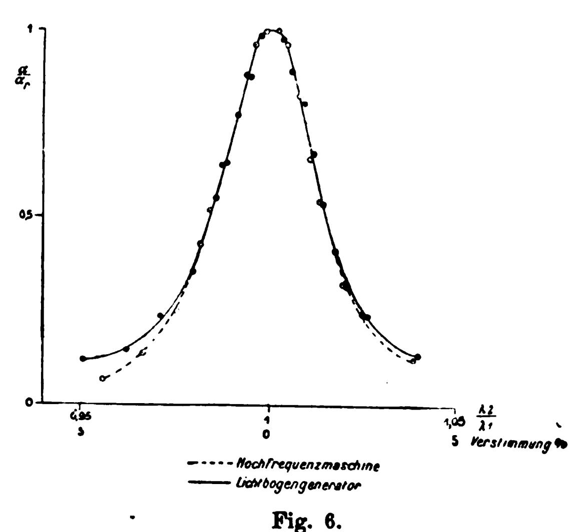


Fig. 6.

Bildet man nun auch hier den Ausdruck $\frac{A_n}{A_{n_r}}$, so erhält man:

$$\frac{A_n}{A_{n_r}} = \left(\frac{i_2}{i_{2\,r}}\right)^2 = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{(\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)^2}{\frac{(\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)^2}{4\pi^2} + \left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^2}$$

$$= \frac{1}{1 + \frac{4\pi^2}{(\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)^2} \cdot \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2}$$

Bei gleicher Empfängerdämpfung ϑ_2 ist daher die Abstimmschärfe beim Betrieb mit gedämpften Senderschwingungen geringer, als wenn der Sender elektromagnetische Wellen konstanter Amplitude ausstrahlt. Auch bezüglich der günstigsten Koppelung liegen die Verhältnisse bei den Funkensendern nicht zum Vorteil einer scharfen Abstimmung, da hier, wie die Rechnung und die Erfahrung zeigt, die günstigsten Empfangsverhältnisse bei engerer Koppelung, also höherer Empfängerdämpfung, gefunden werden als beim Betriebe mit ungedämpften Wellen.

Es war:

$$A_{n_r} = i_{2r}^{\,2} \cdot W_D = a \cdot \frac{E_2^{\,2}}{16 \cdot \nu_1^{\,3} \cdot L_2^{\,2}} \cdot W_D \cdot \frac{1}{\vartheta_{a_1} \vartheta_2 \cdot (\vartheta_{a_1} + \vartheta_2)}$$

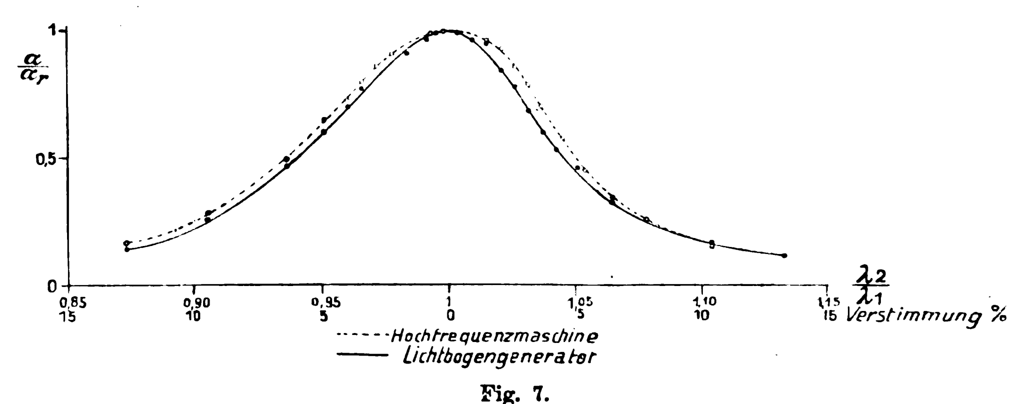


Fig. 7.

Führt man hier statt der Dämpfungsdekremente die Ausdrücke

$$\vartheta_{a_1} = \frac{W_{a_1}}{2 L_1} \cdot \frac{1}{\nu_1}$$

und

$$\vartheta_2 = \frac{W_2}{2 L_2} \cdot \frac{1}{\nu_1}$$

ein, so erhält man:

$$A_{n_r} = \frac{E_2^{\,2} \cdot W_D}{4} \cdot \frac{a}{\nu_1 \cdot W_2^{\,2}} \cdot \frac{1}{\vartheta_{a_1} \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_2}\right)}$$

$$= \frac{E_2^{\,2} \cdot W_D}{(W_{a_2} + W_D)^2} \cdot \frac{a}{4} \cdot \frac{2 L_1^{\,2}}{W_{a_1} L_1 \cdot (W_D + W_{a_2}) + W_{a_1}^{\,2} L_2}$$

Bildet man weiter:

$$\frac{d A_{n_r}}{d W_D} = 0$$

so ergibt sich:

$$W_D^2 = W_{a_2}^2 + \frac{L_2}{L_1} \cdot W_{a_1} W_{a_2}$$

$$W_D^2 = W_{a_2}^2 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}\right)$$

Je größer also die Dämpfung der Senderantenne ϑ_{a_1} im Verhältnis zu der der Empfangsantenne ϑ_{a_2} ist, um so größer muß W_D sein, wenn dem Detektor der Höchstwert der Energie zugeführt werden soll.

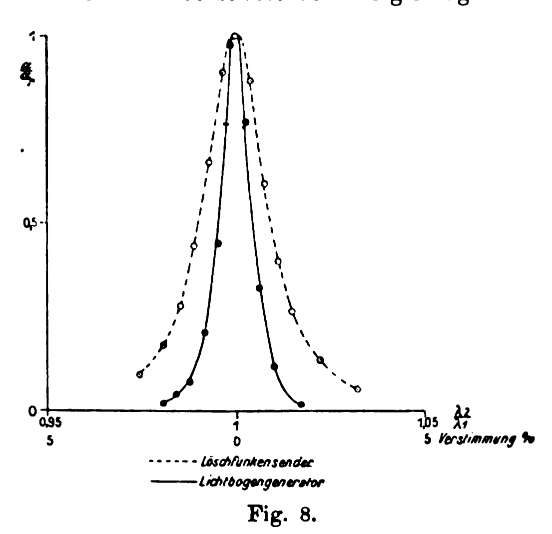


Fig. 8.

Nimmt demnach eine gegebene Empfangsstation, die beispielsweise mit einem Lichtschreiber (Kontaktdetektor in Verbindung mit einem Fadengalvanometer) ausgerüstet ist, bei gleicher Wellenlänge und günstigsten Empfangsverhältnissen nacheinander die Zeichen einer Funkenstation und einer Lichtbogenstation auf, so muß im ersten Fall der aperiodische Detektorkreis fester gekoppelt werden, wenn das Fadengalvanometer seinen größten Ausschlag aufweisen soll.

Zur Nachprüfung dieser theoretischen Ableitungen wurden zwischen zwei Stationen der C. Lorenz-Aktiengesellschaft unter Benutzung beistehender Schaltung (Fig. 3) eine Reihe von Fernversuchen ausgeführt. Zur Verfügung standen auf der Sendeseite:

1. eine tönende Löschfunkenstation (Wien),
2. ein Lichtbogensender mit transversalem Generatormagnetfeld (Poulsen),
3. ein Hochfrequenzmaschinensender (Goldschmidt).

Alle diese Sender (normale Stationstypen) arbeiteten nacheinander auf die gleiche Schirmantenne. Es wurde hierbei für jede Versuchsreihe die Wellenlänge und die Energie der Gebestation konstant gehalten und die Resonanzkurve des Empfängers unter Benutzung eines Kontaktdetektors in Verbindung mit einem empfindlichen Galvanometer aufgenommen. Dies geschah durch Veränderung der Kapazität des Kondensators C_1, welche, da die Eigenselbstinduktion L_a der Antenne gegenüber dem eingeschalteten Werte L_1 vernachlässigt werden kann,

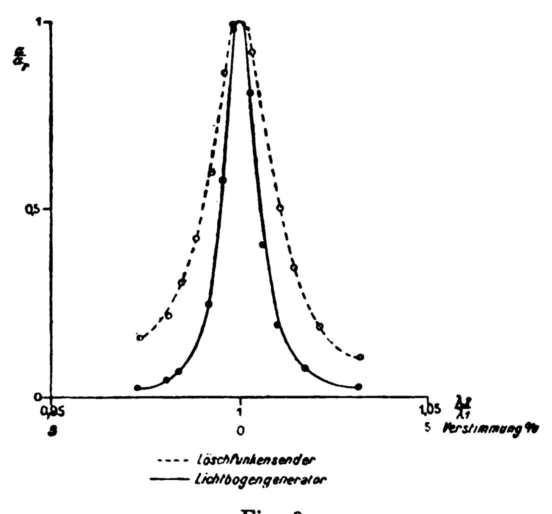


Fig. 9.

der Antennenkapazität C_a parallel geschaltet anzusehen ist. Wie der Sendeluftleiter, so war auch die Empfangsantenne (Schirmantenne) für alle Versuche die gleiche.

Fig. 4 zeigt die Resonanzkurve des Empfängers

$$\frac{\alpha}{\alpha_r} \cong \left(\frac{i_2}{i_{2r}}\right)^2 = f\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) \text{ }^{1)}$$

bei Benutzung eines Poulsengenerators für zwei verschiedene Koppelungsgrade des aperiodischen Detektorkreises. Die ausgezogene Kurve wurde erhalten für eine Anordnung, bei welcher im Resonanzfalle der

1) Meist ist es üblich, $\frac{\alpha}{\alpha_r} = f\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)$ aufzutragen. Da es sich im vorliegenden Falle nur um Vergleichswerte handelt, ist die Art der Darstellung gleichgültig.

größte Ausschlag am Galvanometer sich einstellte. Die gestrichelte Kurve ergibt sich bei Verwendung einer festeren Koppelung, wie sie etwa ein tönender Löschfunkensender verlangt, um bei gleicher Welle den größten Ausschlag am Stromzeiger hervorzurufen. Die Senderwelle betrug 5600 m.

Aus den Aufnahmen geht hervor, daß, je geringer die Empfängerdämpfung, um so größer die Abstimmschärfe ist.

Um über die Abstimmfähigkeit der Schwingungen, die durch

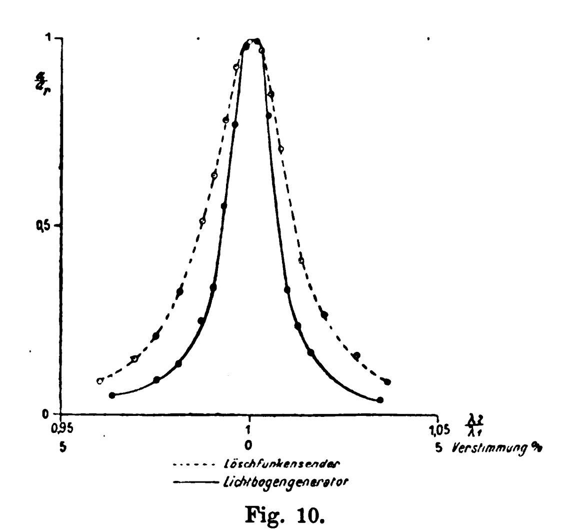


Fig. 10.

einen Lichtbogensender (Poulsen) und eine Hochfrequenzmaschine (Goldschmidt) erzeugt werden, ein Urteil zu gewinnen, wurden die Fig. 5, 6 u. 7 aufgenommen, wobei die Koppelung des Detektorkreises lose (Betriebsstellung), fest und extrem fest (Suchschaltung) eingestellt wurde (Wellenlänge = 5600 m). Es zeigte sich, daß beide Sendermethoden bezüglich ihrer Abstimmfähigkeit annähernd gleichwertig sind, daß demnach die unvermeidlichen Schwankungen der Wellenlänge und der Energie beim Poulsensender von der gleichen Größenordnung sind, wie der Einfluß der Tourenschwankungen der Hochfrequenzmaschine. Daß diese Erscheinungen aber im praktischen Telegraphierbetriebe keine Rolle spielen, geht aus den Ergebnissen der nachfolgend beschriebenen Vergleichsversuche zwischen einem Poulsensender und einem Wienschen Löschfunkensender hervor (Fig. 8, 9, 10 u. 11).

Als Vergleichsmaßstab möge der Wert der Verstimmung dienen,



welcher nötig ist, um den Resonanzausschlag α_r des Galvanometers auf die Hälfte seines Wertes zu bringen.

Bei der Aufnahme der Kurven Fig. 8 war die Detektorkreiskoppelung so gewählt, daß die Verhältnisse am günstigsten für den Empfang der ungedämpften Wellen lagen.

Es ergibt sich aus den Kurven, daß die Abstimmschärfe des Funkensenders um etwa 130 % schlechter ist als die der Lichtbogengeneratorstation. Das gleiche Ergebnis (100 %) läßt sich aus den

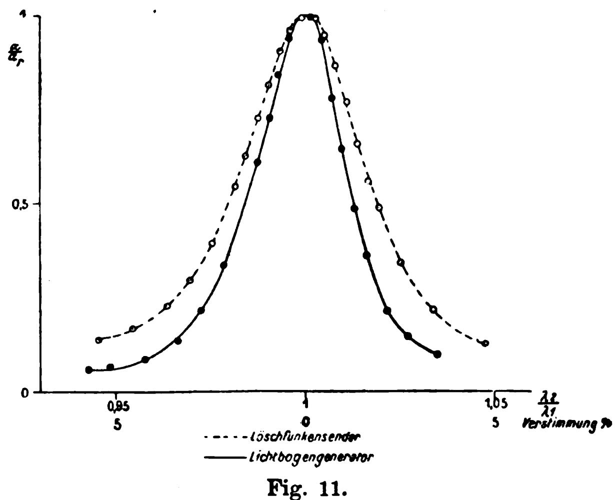


Fig. 11.

Aufnahmen der Fig. 9 ableiten, bei welchen die Koppelung des Kontaktdetektors mit dem Luftleiter auf den günstigsten Empfang bei Funkenbetrieb eingestellt worden war.

Noch ungünstiger liegen die Verhältnisse für den Funkensender, wenn man die Resonanzkurve des Empfängers bei bestem Empfang von ungedämpften Schwingungen mit derjenigen vergleicht, die man bei größter Energieaufnahme des Detektors unter Verwendung abklingender Senderschwingungen erhält. Hier beträgt die notwendige Verstimmung 150 %.

Die Unterschiede zwischen den verglichenen Sendersystemen verringern sich, wenn man die Sendeluftleiterdämpfung vermindert oder die des Empfängers erhöht. Während die Aufnahmen der Fig. 8 u. 9 bei einer Betriebswellenlänge von etwa 3000 m (1,5 fache der Grundschwingung der Senderantenne) aufgenommen wurden, ergeben sich für

eine Welle von etwa 5600 m (2,8 fache der Eigenschwingung des Sendeluftleiters) folgende Zahlenwerte (Fig. 10 u. 11):

Günstigste Koppelung der Zelle für den Poulsensender: Abnahme der Abstimmschärfe für den Funkensender etwa 75 %.

Feste Koppelung der Zelle mit dem Luftleiter: Abnahme der Abstimmschärfe für den Funkensender etwa 40 %.

Zusammenfassend läßt sich demnach bezüglich der Abstimmschärfe der verschiedenen Sender feststellen:

a) Die Abstimmschärfe der Hochfrequenzmaschine und des Poulsensenders gleicher Leistung ist annähernd die gleiche. Sie wächst mit abnehmender Empfängerdämpfung.

b) Der Funkensender besitzt gegenüber den ungedämpften Systemen eine geringere Abstimmschärfe, die um so mehr hervortritt, je größer die Dämpfung der Senderantenne gegenüber der des Empfangssystems ist.

(Eingesandt 15. Juli 1913.)

Adresse des Autors: Abt. für drahtlose Telegraphie d. C. Lorenz-Aktiengesellschaft Berlin SO 26, Elisabeth-Ufer 5/6.

Referate.

Über den Einfluß von Hüllen und Schirmen auf elektromagnetische Drahtwellen[1]) von J. Wallot und K. Schäfer.

Bei der Ausgestaltung der Meßmethoden, die auf der Untersuchung elektromagnetischer Wellen an Paralleldrähten beruhen, hat sich als wünschenswert herausgestellt eine Erweiterung unserer Kenntnisse über die Art, wie dielektrische oder metallische Hüllen und metallische Schirme auf die Drahtwellen einwirken. Die Ausbreitung der Wellen an Drähten mit koaxialen dielektrischen Hüllen ist theoretisch von F. Harms[2]), experimentell von H. Weiß[3]) untersucht worden; weniger wußte man bisher über den Einfluß einer metallischen Umhüllung von Dielektriken, deren Dielektrizitätskonstante etwa nach der Drahtwellenmethode gemessen werden soll.

Die Verfasser haben bei ihren Versuchen durch Umhüllung kurzer (l cm langer) Stücke der Paralleldrähte die Kapazität und die Selbstinduktion der umhüllten Drähte jede für sich gemessen. Diese Methode

1) Auszug aus den Arbeiten von J. Wallot, Ann. d. Phys. **36**. 681, 1911 und J. Wallot und K. Schäfer, ebenda **41**, 230, 1913.

2) F. Harms, Ann. d. Phys. **23**, **44**, 1907.

3) H. Weiß, Ann. d. Phys. **30**. 495, 1909.

beruht auf einer früher[1]) von J. Wallot aufgestellten Theorie; sie hat den Vorteil, daß man durch die Trennung des kapazitiven Einflusses von dem selbstinduktiven einen tieferen Einblick gewinnen kann, es treten aber infolge der Kürze der Hüllenstücke besondere „Endeinflüsse" auf, welche die Beurteilung der Versuchsergebnisse erschweren. Bei den meisten Messungen konnten die Endeinflüsse als von der Hüllenlänge l unabhängig aufgefaßt und demgemäß von den der Länge l proportionalen kapazitiven und selbstinduktiven Einflüssen getrennt werden. Daß dies nicht von vornherein bestimmt erwartet werden konnte, geht aus noch unveröffentlichten Versuchen von K. Schäfer hervor, nach denen die Selbstinduktion und die Kapazität der Längeneinheit von Drahtspulen von der Spulenlänge nicht mehr unabhängig ist.

Die Messung der Kapazität von dielektrisch und metallisch umhüllten Drähten hat zu dem von der Theorie vorausgesagten Ergebnis geführt, daß die elektrostatischen Kapazitätsformeln auch bei raschen Schwingungen mit großer Annäherung gültig bleiben. Der Drahtabstand muß dabei so gewählt werden, daß die in den Dielektriken parallel zu den Drahtachsen fließenden Verschiebungsströme unmerklich sind. Die dielektrischen Hüllen bestanden aus praktischen Gründen aus Holz, die metallischen meist aus Messing; bei einer Reihe von Versuchen wurden dielektrische und metallische Hüllen miteinander kombiniert. Auch die für die Kombinationen aufgestellten statischen Formeln stimmten mit der Erfahrung so gut überein, wie man bei dem benutzten inhomogenen Dielektrikum nur irgend erwarten konnte.

Einige der so gefundenen Resultate machen auf den ersten Blick einen überraschenden Eindruck. So pflanzen sich die Wellen an dielektrisch umhüllten Drähten langsamer fort, wenn man die Hüllen noch mit (wenn auch unendlich gut leitenden) Metallmänteln umkleidet; und der verzögernde Einfluß eines die Drähte mit einem gewissen Spielraum einschließenden äußeren Dielektrikums wird dadurch, daß man dieses an seinen Innenflächen mit Metallüberzügen versieht, nicht verringert, sondern verstärkt.

Bei überwiegender dielektrischer Rückleitung, also bei gegenüber dem Drahtabstand kleiner Wellenlänge, verlieren die statischen Formeln und alle Schlüsse aus ihnen ihre Gültigkeit. Man muß dann auf die allgemeinen Gleichungen des elektromagnetischen Feldes zurückgehen, kann sich aber auch bei Doppeldrähten mit der Theorie des

1) Vgl. Jahrb. 4, 281, 1911.

Einzeldrahtes begnügen, die für die wichtigsten Fälle von Harms abgeleitet und von Weiß durch Doppeldrahtversuche bestätigt worden ist.

Auch bei metallischen Hüllen, welche jeden Draht für sich umgaben, aber untereinander leitend verbunden waren, konnte die statische Formel — in diesem Falle die Gleichung des Zylinderkondensators — bestätigt werden. Selbst bei der ungünstigsten der von J. Wallot und K. Schäfer ausgeführten Messungen betrug die Abweichung der Resultate von der Theorie nur etwa 3 % der gemessenen gleichwertigen Brückenverschiebung.

Größere Schwierigkeiten bereitete die Messung der Selbstinduktion der untereinander leitend verbundenen metallischen Hüllen. Während bei voneinander isolierten Hüllen die Theorie leidlich stimmte[1]), war bei den leitend verbundenen die Selbstinduktion gegenüber der Theorie zu groß, so daß sich eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen berechnete, die erheblich kleiner war als die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum. Dieses Resultat wurde durch spätere Versuche von J. Wallot und K. Schäfer bestätigt, wenn sich auch herausstellte, daß ein Teil der Abweichungen von einem anfänglich übersehenen Versuchsfehler herrührte. Die Verfasser haben weiter gefunden, daß die Abweichung durch eine wirksamere Art der leitenden Verbindung verringert werden kann. Diese Resultate sind auffallend; während die Hüllen im elektrischen Feld durch dünne aufgelötete Drahtschlingen auf das gleiche „Potential" gebracht werden können, muß man im magnetischen Feld, um denselben Zweck zu erreichen, den Zwischenraum zwischen den Hüllen sozusagen in höherem Maße mit Metall ausfüllen. Vielleicht hängt dies mit dem verschiedenen Verlauf und den verschiedenen Oberflächenbedingungen der elektrischen und der magnetischen Kraftlinien zusammen.

Außer der Einwirkung von Hüllen ist von J. Wallot auch noch die Einwirkung von Schirmen, d. h. senkrecht zu den Drähten isoliert aufgehängten Metallblechen, untersucht worden. Es zeigte sich hier ein nur sehr geringer Einfluß im Spannungsknoten, ein unerwartet großer im Bauch; und zwar war die Abhängigkeit des Baucheinflusses vom Durchmesser der in den Schirmen für die Drähte gebohrten Löcher und von der Flächengröße der Schirme eine derartige, daß der Einfluß jedenfalls nicht etwa einfach auf Grund elektrostatischer Kapazitätsformeln erklärt werden kann.

---

1) Der Einfluß der Hüllen war so klein, daß die Resultate nicht genau werden konnten.

Da zur Messung der Dielektrizitätskonstante die Benutzung metallischer Tröge oder metallisch abgeschirmter, mit dem zu untersuchenden Dielektrikum gefüllter Metallröhren vorgeschlagen worden ist, wurden auch noch Kombinationen von dielektrischen und metallischen Hüllen und Schirmen untersucht. Die erhaltenen Resultate konnten qualitativ auf Grund der vorhergegangenen Untersuchungen vorausgesagt werden; eine quantitative Erklärung war im allgemeinen nicht möglich, weil die Erscheinungen teilweise recht verwickelt sind. Die Verfasser halten daher die Verwendung metallischer Einkapselungen bei der Messung der Dielektrizitätskonstanten im allgemeinen für zwecklos. Denn die Verhältnisse liegen komplizierter, als man auf den ersten Blick annehmen möchte, und es ist zu befürchten, daß bei Benutzung einer Einkapselung Fehler auftreten, durch welche die von ihr erwartete günstige Wirkung zum größeren Teile wieder aufgehoben wird.

Clausthal im Harz, Juli 1913.

(Eingesandt 10. Juli 1913.)

Gotthelf Leimbach und **Erich Mayer**, Die Beeinflussung der Antennenkapazität durch die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit) ihrer Umgebung. (Phys. Ztschr., 14. Jahrg., 1913, S. 447—451.

Von den Verfassern werden einige der im Kalisalzbergwerk Siegfried 1 bei Salzderhelden angestellten Untersuchungen veröffentlicht, deren Zweck war, zu ermitteln, ob aus der Veränderung der elektrischen Konstanten eines strahlenden Systems Schlüsse auf die nähere Umgebung desselben zu ziehen sind. Die Resultate insbesondere der Wellenlängenmessung bei veränderter Umgebung bestätigten in erster Linie die von Heinrich Löwy auf Grund seiner Messung der Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit der Gesteine (Ann. d. Phys. (**36**, S, 125 ff., 1911) und einiger Beobachtungen gelegentlich einer gemeinsamen Arbeit mit Gotthelf Leimbach (Phys. Ztschr. **11**, 697—705, 1910) in der deutschen Patentschrift Nr. 254478 niedergelegten Abschätzungen. Außerdem konnte die Beeinflussung der Konstantenänderung durch einen die Antenne teilweise umgebenden Luftraum in allen Fällen ermittelt werden. Der Einfluß der künstlichen Feuchtigkeit gewisser Teile des Bergwerkes zeigte sich in einer Kapazitätserhöhung sowohl, wie in einer Dämpfungsänderung, und zwar analog

der von M. Reich gelegentlich ganz anderer Untersuchungen gewonnenen Resultate (Jahrb. 1911, S. 176 ff.). Auf Grund der — inzwischen anderenorts fortgesetzten — Untersuchungen lassen Änderungen der Kapazität (Wellenlänge) auf ein anderes Medium, stärkere Änderungen der Dämpfung auf in der Nähe der Antennen befindliche, Wasser oder Laugen führende Schichten schließen. Lbch.

(Eingesandt 15. Juni 1913.)

Adresse des Autors: Göttingen, Baurat Gerberstr. 15.

Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge.

Von **Gotthelf Leimbach.**

Mit der vorliegenden Arbeit, die ich auf Anregung von Prof. E. Wiechert ausführte, wurde der Zweck verfolgt, nach Mitteln und Wegen zu suchen, die zu einer Steigerung der Energieaufnahme von Systemen von kleiner Wellenlänge führen können, um die Verwendung derartiger Systeme für Zwecke der luftelektrischen Forschung zu ermöglichen. Die zahlreichen Versuche qualitativer Natur und deren Resultate ließen sich nach bestimmten Gesichtspunkten ordnen und vermögen in der untenstehenden Fassung[1]) zur Frage nach der Energieaufnahme von Sendern kleiner Wellenlänge manchen Beitrag zu liefern. — Die Untersuchungen wurden aus den von Herrn Dr. Krupp von Bohlen-Halbach für Zwecke luftelektrischer Forschung bereitgestellten Mitteln bestritten.

Die Aufgabe war, zu untersuchen, in welcher Weise und wieweit bei Sendern von der von Hertz verwandten Größenordnung, deren Wellenlänge also kleiner wie 2 m war, die Energieaufnahme und Ausstrahlung sich steigern läßt, und welche Reichweiten sich mit in diesem Sinne verbesserten Systemen erzielen lassen.

Die Energie E eines elektrostatischen Feldes, z. B. eines Senders, ist gegeben durch die Beziehung:

$$E = {}^1/_2\, C \cdot V^2$$

wo mit C die Kapazität und mit V das Potential bezeichnet ist, auf das diese aufgeladen wird. Durch den Funken kommt diese Energie zum

1) Die vorliegende stellt einen Auszug aus der Originalarbeit Phys. Ztschr. **14**, 473—485, 1913, dar.

Ausgleich. Erfolgt darauf eine neue Aufladung des Systems, und zwar N mal in der Sekunde, so hat die Schwingungsenergie des Systems den Betrag:

$$E_s = N \cdot {}^1/_2 C \cdot V^2$$

Hieraus ist sofort zu ersehen, daß eine Energiesteigerung auf dreifache Weise erreicht werden kann: durch Vergrößerung 1. der Kapazität (C), 2. der Spannung (V), 3. der Entladungszahl (N).

Wir nehmen C voraus, weil der beliebigen Vergrößerung der Kapazität aus dem Grunde sehr bald ein Ziel gesetzt wird, weil sich mit C auch die Wellenlänge nach der bekannten Beziehung:

$$\lambda \sim \sqrt{L \cdot C}$$

vergrößert, der im vorliegenden Falle ja eine obere Grenze von etwa 2 m gesetzt war. Will man bei λ = const. die Kapazität C vergrößern, so kann das nur durch gleichzeitige Verkleinerung der Selbstinduktion L geschehen. Dieses Ziel wurde von E. Wiechert in mehreren Senderkonstruktionen angestrebt, bei denen die Funkenstrecke innerhalb der Kapazität angeordnet war, aber die Ausstrahlung der fast geschlossenen Systeme erwies sich als ziemlich ungünstig, so daß dieser Weg vorerst verlassen wurde.

Der zweite Weg: Vergrößerung der Energie durch Vergrößerung der Spannung ist schon aus dem Grunde aussichtsreicher, weil die Energie quadratisch mit der Spannung zunimmt; aber auch hier tritt ein starkes Hindernis auf in Gestalt der Funkendämpfung.

Die dritte Möglichkeit einer Energiesteigerung besteht in der Erhöhung der Entladungszahl, der Funkenfolge. Auch hier stößt man auf Schwierigkeiten, die darin liegen, daß die Funkenstrecken bei hohen Entladungszahlen zur Lichtbogenbildung neigen und damit ihre Aktivität verlieren. Inwieweit die Hilfsmittel der letzteren Jahre zur Verminderung dieser Schwierigkeiten im Laufe der Versuche Anwendung gefunden haben, soll nunmehr im einzelnen gezeigt werden.

I. Vergrößerung der Kapazität.

Unserer Dreiteilung entsprechend beginnen wir mit den Versuchen über die Größe und die Anordnung der Kapazität im Sender. Eine der ersten Formen zeigt Fig. 1.

Der Sender bestand aus der Kreisscheibenkapazität C_1 C_2, die durch 3 Schrauben S_1 und 3 Federn F in weiten Grenzen variiert werden konnte. Die Funkenstrecke F_1 war innerhalb der Kapazität angeordnet und damit die Selbstinduktion der Zuleitungen sehr herabgesetzt.



3 Schrauben S_2, sowie die Stellschraube S_3 dienten dazu, die Elektroden, die aus kleinen Scheiben von 2 cm Durchmesser bestanden parallel und auf beliebigen Abstand einzustellen. Zwecks stärkerer Strahlung wurde das System mit den symmetrischen Antennen A in Kegelform versehen; der Kegel hatte ca. 30 cm Öffnung und ca. 50 cm Höhe.

Erregt wurde der Sender durch einen kleinen Funkeninduktor mit konstant gehaltener Primärenergie. An Stelle eines quantitativ arbeitenden geschlossenen Resonanzkreises trat ein mit Kontaktdetektor und Spiegelgalvanometer ausgerüsteter, abgestimmter Empfänger. Der

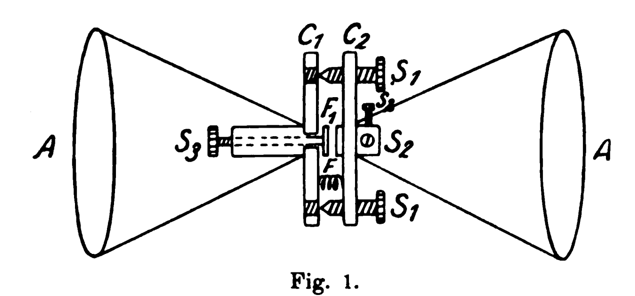


Fig. 1.

Detektor erwies sich für eine Beobachtungsreihe als völlig konstant, und damit die durch ihn gewonnenen Resultate als verläßlich.

Bei unveränderter Primärenergie und Funkenstrecke ($^1/_{10}$ mm) wurde der Kreisplattenkondensator von $^1/_2$ mm Abstand bis auf einen solchen von 20 mm gebracht. Die Kapazität desselben variierte dabei ungefähr zwischen 500 und 10 cm. Neben dieser war noch die der Funkenstrecke von 26 cm und die der Antennen — der Größenordnung nach etwa 40 cm — zu berücksichtigen.

Drei Beobachtungsreihen lieferten das in Fig. 2 veranschaulichte Resultat.

Mit abnehmender Kapazität steigt der Galvanometerausschlag, da bei konstantem Ladestrom die Zahl der Entladungen umgekehrt mit C wächst. Dies dauert so lange, bis die Kapazität des Kreisplattenkondensators kleiner wird wie die der Funkenstrecke und der Antennen zusammengenommen. Der Ladestrom wird dann fast ausschließlich zur Aufladung der Antennen (und der Funkenstrecke) verwandt und der Galvanometerausschlag, d. h. die ausgestrahlte Energie nimmt stärker zu, wie vorher. Daraus geht hervor, daß die Schaltung Fig. 3 trotz des großen im Sender zur Verwendung kommenden C nicht von Vorteil

ist; ja selbst dann nicht, wenn man die ganze Anordnung als zwei Kreise auffaßt, von denen Funkenstrecke und Kreisplattenkondensator einen Stoßkreis ähnlich dem von K. Settnik[1]) bilden, während Funkenstrecke und Antennen den Schwingungskreis darstellen.

Da nämlich auch im Falle der Resonanz beider Kreise die Wirkung nicht wesentlich stieg, so wurde geschlossen, daß die direkte Koppelung beider Kreise zum mindesten in dieser Form ungünstig sei. — Induktive Koppelung, bei der der Primärkreis mit Stoßerregung aus-

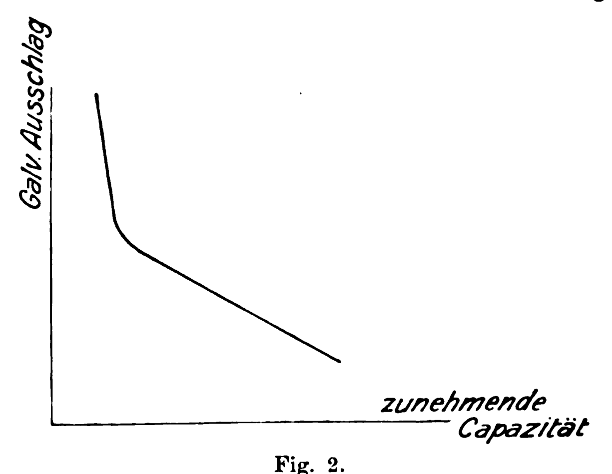


Fig. 2.

gestattet wurde, erwies sich ebenfalls als unvorteilhaft. Die Koppelung stößt bei den kleinen Dimensionen der gerade noch anwendbaren Spulen auf große Schwierigkeiten; die bei Stoßerregung unbedingt erforderliche Variation der Koppelung sogar auf fast unüberwindliche. Auch die bei den kleinen Systemen leichter durchzuführende elektrostatische Koppelung wurde, da sie keine Verbesserung zeigte, aufgegeben.

Da die große Kapazität im System zwar hohe Energie zu fassen vermochte, von der aber nach dem Befunde der Fig. 2 nur der bei weitem kleinere Teil zur Ausstrahlung kam, so wurde versucht, entsprechend den Verhältnissen im großen der Antenne selbst möglichst hohe Kapazität zu geben. Dabei wurde ein linearer Sender allmählich zum Hertzschen Sender ausgebildet, aus dem schließlich ein System mit einer symmetrischen Doppelkegelantenne hervorging.

1) K. Settnik, Die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen mit rein metallischer Leitungsbahn bei Nebenschaltung von Antennen an die Funkenstrecke des Oszillators. Diss. Greifswald 1910.

Die Kapazitätsvermehrung wurde durch verschiedene als Antennen benutzte Gebilde bewirkt. Um die Systeme unter sich vergleichen zu können, wurde bei gleicher Primärenergie die jeweils ausgestrahlte im Resonanzfalle gemessen. Die Resultate dieser Messungen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Antennenform	$\lambda/2$	Ausschlag
Stabantenne	90 cm	8,5 Skt.
schm. Doppelkegel . .	105 „	36 „
Doppeltrichter	100 „	15 „
gr. Doppelkegel . . .	120 „	54 „
Kreissektor	105 „	45 „

Aus dieser Zusammenstellung ist zu ersehen, daß bei annähernd gleicher Wellenlänge die Doppelkegelform, insbesondere der große Kegel das günstigste Sendesystem abgibt.

Selbstverständlich sind die Resultate der Tabelle 1 sicher von der Dämpfung stark beeinflußt. Ein Vergleich der Dekremente, der auf Grund roher Dämpfungsmessungen möglich wurde, ergab den Erfahrungen der Praxis entsprechend ein großes Gesamtdekrement für den Doppelkegel, ein kleineres für den Kreissektor. In Verbindung mit den Resultaten der Tabelle 1 ist der Schluß gerechtfertigt, daß bei den letztgenannten Antennenformen das hohe Gesamtdekrement durch die starke Ausstrahlung in erster Linie bestimmt wird.

Für die weiteren Meßreihen galt es, einen möglichst konstanten und wohldefinierten Strom zur Aufladung des Systems zu beschaffen, den der Funkeninduktor bei direktem Anschluß gar nicht, eine Influenzmaschine nur in beschränktem Maße liefert. Es wurde daher Gleichstrom verwandt, und zwar 440 Volt städtische Spannung in Serie mit rund 800 Volt der Hochspannungsbatterie des Geophysikalischen Instituts. Für eine Anzahl von Meßreihen reichte diese Spannung nicht aus, und es wurde daher eine Stromquelle höherer Spannung mit Hilfe eines großen Induktors, wie folgt, hergestellt (Fig. 4).

Der Induktor I, mit Gleichstrom und Simonunterbrecher betrieben, lieferte mit Hilfe einer Funkenstrecke F_1 mit Spitze und Platte infolge ihrer Ventilwirkung Gleichstrom und lud die große Kapazität C dauernd auf eine gewisse Spannung. Von C führten 2 Drähte über ein Gleichstromamperemeter (A) und eine Reihe elektrolytischer Widerstände, mit W angedeutet, zum Sender S. Parallel zur Kapazität C lag eine Sicherheitsfunkenstrecke F_2, um ein Durchschlagen von C zu

verhüten, und ein Braunsches Elektrometer (B), das die Spannung, auf die C aufgeladen wurde, in jedem Augenblicke zu messen gestattete. Die elektrolytischen Widerstände zur Variation der Ladestromstärke des Senders waren z. T. aus Zinksulfatlösung, die in Röhren verschiedenen Querschnittes eingeschlossen war. Um ein Mitschwingen einzelner Teile der Stromzuführungen zu vermeiden, wurden unmittelbar vor die Funkenstrecke F_3 des Senders noch zwei hohe elektrolytische Widerstände $w\,w$ vorgeschaltet. Mit dieser Anordnung konnte dem Sender S Gleichstrom von einer Stromstärke bis zu ca. $15 \cdot 10^{-3}$ Amp. und Spannungen bis zu 4000 Volt zugeführt werden.

Der Vorgang am Sender ist folgender: Sobald das System auf eine bestimmte Spannung kommt, entlädt es sich durch die Funkenstrecke und gerät in gedämpfte Schwingungen. Dieses Spiel wiederholt sich je nach der Stromstärke so häufig, daß die Funkenfolge u. U. einen musikalischen Ton erzeugt. Die Aufladung erfolgt dabei nach der bekannten Beziehung:

$$N \cdot E = I$$

Das Produkt aus der sekundlichen Anzahl der Aufladungen und der Ladung E gibt den Ladestrom I. Andererseits ist:

$$E = C \cdot V$$

die Ladung E ist gleich dem Produkt aus Kapazität C und Spannung V. Folglich ist

$$I = N \cdot C \cdot V$$

oder

$$N = \frac{I}{C \cdot V}$$

Wie man sieht, läßt sich bei konstant gehaltener Kapazität und Spannung allein durch Variation von der Stromstärke I die Zahl der Aufladungen und damit auch die Funkenfolge pro Sekunde beliebig variieren.

Es wurde erkannt, daß eine gewöhnliche Funkenstrecke ziemlich hohe Funkenzahlen zuließ, die in dem vorliegenden Falle schon von der Größenordnung 40000 sein mußten.

Weiterhin bestätigte sich qualitativ der schon oben gezogene Schluß, daß die parallel zum Sender geschaltete Kapazität bei konstantem Strom lediglich die Entladungszahl herabsetzt; die größere Gesamtkapazität wird weniger oft in der Sekunde aufgeladen. Ob je-

doch die Wellenlänge des Senders irgendwie durch das parallele C beeinflußt wird, mußte erst genau ermittelt werden.

Zu diesem Zwecke wurden der Funkenstrecke des Senders nacheinander drei verschiedene Kapazitäten parallel geschaltet und mit Hilfe einer kleinen Pfeife jedesmal die gleiche Tonhöhe am Sender (2700 Schwingungen) durch Variation des Ladestromes eingestellt. Blieb die parallele Kapazität ohne Einfluß auf den Sender, lud und entlud dieser sich also, als ob kein paralleles C da wäre, so mußte im Falle stets

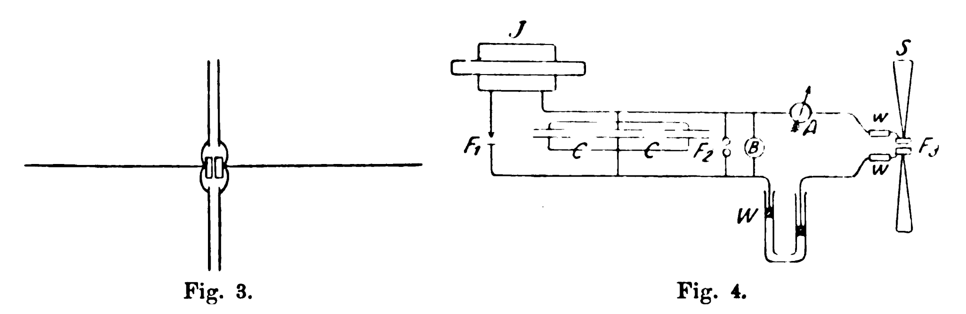


Fig. 3. Fig. 4.

gleicher Funkenzahl (2700 pro Sek.) der Empfangsstrom der gleiche sein, während bei dem Ladestrom eine Steigerung proportional mit C zu erwarten war. Die Messungen, in Tabelle 2 zusammengestellt, entsprachen den Erwartungen vollkommen.

Tabelle 2.

Parallele Kapazität in cm ca.	Ladestrom Skt.	Empfangsstrom Skt.
250	1,3	10,5
500	2,6	10,8
1000	5,2	10,5

Außerdem wurde noch durch stehende Wellen der Beweis dafür erbracht, daß eine Änderung der Wellenlänge bei Zuschaltung von Kapazität zum Sender nicht eintrat.

Die Anordnung der Fig. 3 besitzt einige Ähnlichkeit mit dem von K. Settnik zur Untersuchung über die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen benutzten Oszillator, jedoch mit dem Unterschiede, daß die Antennen bei Settnik parallel angeordnet sind und so eine stark verminderte Strahlungsfähigkeit besitzen. Da G. Mie[1]) aber die

1) G. Mie, Phys. Ztschr. 11, 1035—1038, 1910.

starke Strahlung eines solchen aufgeklappten Systems nicht entgangen ist, so soll auf die Mie-Settniksche Anordnung noch mit einigen Worten eingegangen werden.

Die von Settnik gemessenen kleinen Dämpfungen sind uns auch aufgefallen. Settnik erklärt sie damit, daß die Schwingung an einem metallischen Leitersystem verläuft, das aus dem Plattenkondensator, den Antennen und der aus diesem, bzw. ihren Endigungen gebildeten Kapazität besteht. Nehmen wir mit Mie und Settnik an, daß die verhältnismäßig wenig gedämpften Schwingungen unserer Anordnungen ebenfalls durch eine Löschwirkung des Funkens zustandekommen, so würde die metallische Leitungsbahn unserer Anordnungen aus Antenne—Kapazität—Antenne bestehen, eine Auffassung, die recht plausibel ist.

Nach unseren Beobachtungen ist der Settniksche Oszillator als solcher überhaupt überflüssig. Die Kapazität der Funkenstrecke allein genügt, um die wenig gedämpfte Schwingung aufrecht zu erhalten, zumal da diese bei unseren fast ausschließlich zur Anwendung kommenden kleinen Funkenlängen durchaus nicht zu vernachlässigen ist.

Die Kapazität der Funkenstrecke erweist sich ebenso wie eine parallel geschaltete Kapazität insofern als schädlich, als zu ihrer Aufladung ein gewisser Energiebetrag erforderlich ist, der 1. direkt zur ausgestrahlten Energie nicht beiträgt, der 2. indirekt sogar bei seinem Ausgleich der Aktivität der Funkenstrecke, wenn auch nicht sehr großen, so doch überhaupt Abbruch tut. Hiernach täte man also gut, C_F möglichst klein zu machen, findet jedoch hier, zumal beim Ausgleich größerer Energien, bald eine doppelte Grenze. Einmal in der starken Erhitzung der kleinen Oberfläche, auf der sich eine große Zahl von Funken nur ungenügend verteilen kann, und dann darin, daß mit Rücksicht auf die Dämpfung die Kapazität der Funkenstrecke nicht allzu klein gewählt werden darf. Die Platten müssen nach unseren Erfahrungen einen Durchmesser von etwa 1 cm haben. Je größer der Durchmesser ist, um so länger sind die Platten zwar benutzbar, jedoch dann unter Aufwand eines größeren Energiebetrages.

Fassen wir die Resultate unserer Untersuchungen über den Einfluß der Kapazität bei kleinen Systemen zusammen, so können wir sagen:

1. Bei den Sendern von kleiner Wellenlänge erweist sich eine Hertzsche Form mit symmetrischen Antennen als besonders günstig.

2. Für die ausgestrahlte Energie ist die Kapazität der Antennen maßgebend.

3. Parallel zur Funkenstrecke geschaltete Kapazitäten, sowie Funkenstrecken von hoher Eigenkapazität sind nutzlose Energieverbraucher und darum zu vermeiden.

II. Vergrößerung der Spannung.

a) Funkenstrecke in Luft.

Nachdem der erste Weg, die Vergrößerung der wirksamen Kapazität, nur zu einer relativ kleinen Energieaufnahme geführt hatte, wurde der zweite eingeschlagen, der darin besteht, das Potential an der Funkenstrecke zu erhöhen, d. h. das System auf höhere Spannung aufzuladen. Da die Energie quadratisch mit der Spannung wächst, so ist es gerechtfertigt, diesen Weg von vornherein als aussichtsreicher zu bezeichnen.

Da ein thermischer Detektor nicht zur Verfügung stand, der quantitative Messungen erlaubte, so wurde ein Kontaktdetektor und eine Schlömilchzelle für ein qualitatives Studium der Verhältnisse benutzt. Die letztere reagiert im wesentlichen auf die Amplitude der Schwingungen, es ließ sich also die Wirkung einer Spannungserhöhung voraussichtlich verfolgen.

Zu diesem Zwecke wurde bei konstantem Induktorstrom die Funkenlänge des Senders variiert und die Ausschläge des Galvanometers am Empfänger beobachtet. Die Messungen enthält die Tabelle 3.

Tabelle 3.

Funkenlänge in mm	Galv.-Ausschl. in Skt.
0,1	2,5
0,2	3
0,3	11
0,4	13
0,5	13
0,6	15,5
0,8	17,5
1,1	20
1,5	21

Trägt man die Funkenlängen als Abszissen, die Skalenteile als Ordinaten auf, so erhält man die in Fig. 5 veranschaulichte Kurve *a*.

Aus Tabelle 3 und Fig. 5 geht hervor, daß die Empfangswirkung anfangs annähernd quadratisch mit der Spannung (Funkenlänge) steigt. Die Abnahme der Wirkung bei größerer Funkenlänge ist daraus zu erklären, daß bei konstantem Strom die Zahl der Funken bei der Auf-

ladung auf höheres Potential abnimmt und die Schlömilchzelle bis zu einem gewissen Grade auch summierend wirkt.

Verfolgt man dieselbe Reihe der Tabelle 3 mit einem Kontakt-

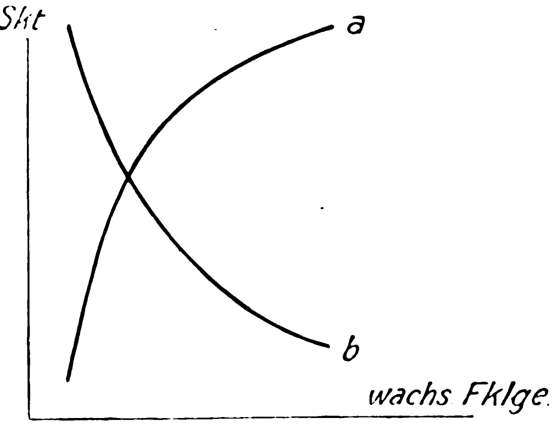


Fig. 5.

detektor, so ergibt sich ein wesentlich anderes Bild. Vier Meßreihen sind in Tabelle 4 zusammengestellt:

Tabelle 4.

Funkenlänge in mm	Reihe: 1a, 1b, 2, 3 Ausschlag in Skalenteilen			
0,1	100	—	56	32
0,15	—	—	—	25
0,2	—	65	47	13
0,3	54	49	—	9
0,4	—	43	29	—
0,5	34	32	—	7
0,6	—	28	—	—
0,7	26	—	20	5
0,8	—	—	—	—
1,0	—	20	12	4

Der Verlauf ist in Fig. 7 qualitativ dargestellt durch Kurve *b*. Die Reihen 1a und 1b sind bei der gleichen Empfindlichkeit des Detektors aufgenommen, die Reihen 2 und 3 bei kleinerer Empfindlichkeit. Durchweg zeigen sie ein Maximum bei $^1/_{10}$ mm Funkenlänge. Die Reihen 1a und 1b ordnen sich gut ineinander ein, ein Beweis dafür, daß der Kontaktdetektor selbst bei längerer Benutzung gute

Empfindlichkeitskonstanz aufweist. Wie erklärt sich nun aber das Maximum bei der kürzesten Funkenlänge?

Der konstante Strom, den der Induktor liefert, lädt das System auf kleine Spannungen häufiger auf, wie auf größere. Die Zahl der

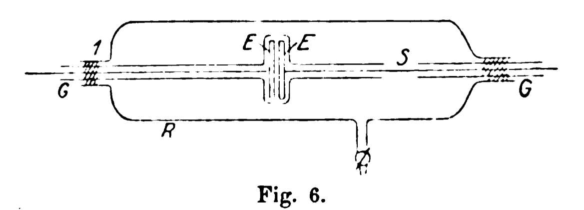


Fig. 6.

Entladungen wächst damit stark — Partialentladungen bei Settnik! — und da der Detektor die einzelnen Entladungen summiert, und nicht im wesentlichen auf die Amplitude anspricht, so überwiegt bei der Gesamtwirkung hier die Zahl der Entladungen (N) das Quadrat der

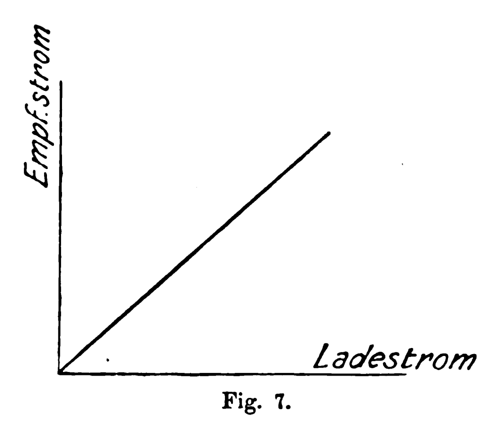


Fig. 7.

Spannung (V). Dazu wird noch die bessere Löschwirkung der kurzen Funkenstrecken stark beitragen. Diese letztere läßt sich jedoch ebensowenig leicht wie der Einfluß der Dämpfung hinsichtlich der Größe übersehen.

b) Funkenstrecke bei Luftabschluß.

Nachdem die Steigerung der Funkenlänge in der eben geschilderten Form sich bei Verwendung des hochempfindlichen Kontaktdetektors als ungeeignet erwiesen hatte, blieb noch die Möglichkeit der Spannungserhöhung unter Beibehaltung guter Löschwirkung durch eine feine Unterteilung der Funkenstrecke.

Die Unterteilung wurde zumeist bei Kupferfunkenstrecken in der Weise ausgeführt, daß jede Kupferscheibe von der nächsten durch einen dünnen Glimmerring getrennt wurde. Da die ganze unterteilte Funkenstrecke durch Pressung zusammengehalten wurde, so befanden sich die einzelnen Teilfunkenstrecken unter Luftabschluß. Zunächst wurde ein Vergleich angestellt zwischen einer allmählich vergrößerten Funkenstrecke ohne Unterteilung und einer solchen mit Unterteilung. Es ergaben sich am Empfänger die Resultate der Tabelle 5.

Tabelle 5.
Kupferfunkenstrecke.

Funkenlänge in mm	unterteilt	nicht unterteilt
	Ausschläge	
1	16	19
2	18	6
3	24	4
4	23	—
5	27	2
6	23	—
7	9	—
10	—	1

Der Sender wurde von einem Induktor gespeist, dieser mit Gleichstrom (65 V.), der durch einen Quecksilberstrahlunterbrecher unterbrochen wurde. Ohne Unterteilung ist wieder das oben schon mehrfach angeführte Resultat zu bemerken. Der große Ausschlag des Galvanometers wird durch eine sehr große Funkenzahl hervorgerufen. Bei Verwendung der Unterteilung erhält man aber ein wesentlich anderes Resultat. Die anfängliche Wirkung bei $^1/_{10}$ mm ist gleich der bei der nicht unterteilten Strecke, wenn man berücksichtigt, daß die Einstellung der Funkenlänge ziemlich roh war und außerdem die Stärke der Glimmerringe nicht genau $^1/_{10}$ mm betrug. Dann zeigt sich aber bei der unterteilten Funkenstrecke ein ausgeprägtes Maximum, d. h. eine beträchtliche Energiesteigerung mit zunehmender Spannung bis zu einem Punkte, wo der Induktor an die Grenze seiner Leistungsfähigkeit gekommen ist, und die unregelmäßige Aufladung den Effekt wieder verschlechtert. War diese Erklärung richtig, so mußte sich mit einer Steigerung des Primärstromes im Induktor und damit dessen sekundärer Leistung eine Verschiebung des Wirkungsmaximums nach der Seite der größeren Funkenlänge ergeben. Es wurde daher der Induktor mit 2, 4 und 6 Amp. primär erregt. Die jeweils erzielten Empfangswirkungen sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

Tabelle 6.
Kupferfunkenstrecke.

Zahl der Unterteilungen	Ausschlag		
	bei 2 Amp.	bei 4 Amp.	bei 6 Amp.
1	3,4 Skt.	11 Skt.	6 Skt.
2	6,5 „	14 „	10 „
3	5,5 „	19 „	21 „
4	6 „	18 „	25 „
5	4,6 „	23,5 „	31 „
6	4,1 „	25,5 „	35,5 „
7	—	28 „	35,5 „
8	—	25,5 „	36 „

Das wesentliche Resultat besteht darin, daß in der Tat die unterteilte Funkenstrecke eine Energiesteigerung in dem Sinne zuläßt, daß die Spannung in Anbetracht der guten Löschwirkung erhöht werden kann und zwar bei gleichzeitiger Anwendung sehr hoher Funkenfolgen. Inwieweit der Luftabschluß den Übergang der wirksamen Funkenentladung in eine inaktive Glimmentladung verhindert, soll hier nicht entschieden werden.

Zum Beweise, daß der Einfluß der Spannung bei einer unterteilten Funkenstrecke sich in hohem Grade bemerkbar macht, wurde diese bei einer neuen Serie an der Funkenstrecke gemessen. Bei konstantem Ladestrom muß der Effekt im Empfänger proportional mit V und nicht mit V^2 zunehmen. Denn: die Energie ist $E = N \cdot {}^1/_2\, C \cdot V^2$; bei konstantem I ist aber andererseits $N \sim \frac{1}{V}$. Die mit Gleichstrom von hoher Spannung gewonnenen Werte enthält Tabelle 7.

Tabelle 7.

Zahl der Unterteilungen	Ladestrom in Amp.	Spannung in Volt	Galv. Skt.
1	6,3	600	36
2	6,9	1070	65
3	6,7	1490	87
4	6,7	2250	114
5	7,2	2520	154
6	7,2	2780	180
7	7,2	3100	171
8	7,0	3450	180
9	6,4	4100	126

In der Tat ergibt sich bis zu 8 Unterteilungen ein Anwachsen der Empfangsenergie proportional mit der Spannung V. Erst bei

9 Unterteilungen nimmt diese wie in den Reihen der vorhergehenden Tabelle wieder ab, da wesentliche Änderungen der Entladungszahl einsetzen, die auf ein Überschreiten der Leistungsfähigkeit des Induktors zurückzuführen sind. Dieser war bei der hohen Stromstärke nicht mehr imstande, den Sender auf die hohe Spannung von 4100 Volt regelmäßig aufzuladen. Ein leistungsfähigerer Induktor oder eine Gleichstrom-Hochspannungsmaschine würde hier noch gar nicht zu übersehende Energiesteigerungen zulassen. Auf eines mag zum Schluß noch hingewiesen werden. Die bisher beschriebenen Versuche wurden sämtlich mit Luftfunkenstrecken angestellt, im Gegensatz zu Mie und Settnik, die schreiben, daß nur bei Einbettung der Funkenstrecke in Öl Resultate zu erzielen seien. Die Erklärung soll im dritten Abschnitt gegeben werden.

c) Spannungserhöhung durch vermehrten Druck.

Nach den Angaben von Zenneck[1]) konnte eine Spannungserhöhung auch bei Anwendung von höheren Drucken erwartet werden. Es wurde daher versucht, die Funkenstrecke unter Druck zu setzen, und zwar unter den einer Kohlensäurebombe mit Reduzierventil. Es ergaben sich am Empfänger folgende Ausschläge:

Tabelle 8.

Überdruck	Galvanometerausschlag		
1 Atm.	6,5	7	6 Skt.
2 „	17	19	17 „

Wie die Tabelle 8 zeigt, erweist sich auch dieser Weg als aussichtsreich, da die Spannung und damit die Energie mit dem Druck zunimmt. Den Ausschlägen entsprechend erfolgt die Zunahme der Energie proportional mit dem Druck, und zwar aus dem Grunde, weil infolge der bei höherer Spannung entsprechend verkleinerten Funkenzahl wieder nur V und nicht V^2 in die Formel für die Energie eingeht.

d) Spannungserhöhung durch Druckverminderung.

Da die kleinen Funkenstrecken sehr leicht zur Brückenbildung neigen und infolgedessen schnell inkonstant werden, so ging ein Vorschlag von E. Wiechert dahin, den Druck zu vermindern, um bei unveränderter Spannung die Funkenlänge etwas steigern zu können.

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 2. Aufl. Stuttgart, F. Enke, 1913. S. 80.

Bei Drucken wenig unter Atmosphärendruck machte sich, wie das zu erwarten war, zunächst eine Herabsetzung der Wirkung bemerkbar, da bei konstanter Funkenlänge auch das Potential mit dem Druck abnahm. Vergrößerte man die Funkenlänge, so wuchs damit zwar die Spannung, aber auch offenbar die Dämpfung. Bei relativ kleinen Drucken, etwa gegen 20—30 mm, hörte überhaupt jede Schwingungserregung auf; die Entladungsvorgänge in verdünnter Luft erwiesen sich als inaktiv.

Bei Drucken unter 1 mm jedoch traten wie in der Hittorfschen Umwegröhre wieder Funken auf, bei kleinem Elektrodenabstand weißglänzend, denen in Luft bei normalem Drucke ähnelnd. Diese erwiesen sich nach sorgfältiger Prüfung als aktiv, und zwar als sehr wirkungsreich. Das Potential nahm von dieser Stelle ab mit abnehmendem Drucke stark zu; so stieg z. B. die Spannung von 1000 Volt bei 0,3 mm Funkenlänge und einem Druck von 0,83 mm auf 1800 Volt bei einem Druck von 0,20 mm.

Die bei einer Versuchsreihe beobachtete Zunahme der Empfangswirkung mit der durch verminderten Druck erhöhten Spannung des Senders sei hier mitgeteilt.

Tabelle 9.

Druck	Spannung	Empfangsstrom
0,26 mm	1200 V.	$1{,}14 \cdot 10^{-4}$ A.
0,16 „	1300 V.	$1{,}26 \cdot 10^{-4}$ A.
0,08 „	1800 V.	$1{,}35 \cdot 10^{-4}$ A.

Die primitiven Funkenstrecken, die für die in Tabelle 9 mitgeteilten recht rohen Messungen angefertigt waren, bestanden, wie Fig. 6 zeigt, aus halbseitig mit Glas umgebenen Elektroden (E) aus Aluminium oder Kupfer. Der Glasmantel einer von beiden war bei 1 in das zu evakuierende Glasrohr fest eingeschmolzen oder mit Siegellack eingekittet. Die andere Elektrode besaß an der mit S bezeichneten Stelle Bewegungsfreiheit zur Variation der Funkenlänge. Die Abdichtung der Metallstäbe in den führenden Glasröhren $G\,G$ erfolgte durch Siegellack. Die Evakuierung wurde mittels einer Quecksilberluftpumpe mit Ölvorpumpe ausgeführt, die kleinen Drucke in gewohnter Weise mittels eines Mac-Leod-Manometers bestimmt.

Soweit mit diesen Vakuumfunkenstrecken Versuche angestellt wurden, ergab sich das Resultat, daß diese bei einem bestimmten kleinen Drucke sehr aktiv wurden, es jedoch nur kurze Zeit blieben, da bei den kleinen Funkenlängen eine starke Abblätterung der Elek-

troden die Funkenstrecke schnell kurzschloß. Durch einen Stoß an das Rohr konnte allerdings dieser Übelstand für einige Zeit wieder beseitigt werden. Eine dauernde Behebung dieses Mangels dürfte die Vorteile der Vakuumfunkenstrecke, die bei guter Löschwirkung und offenbar kleiner Dämpfung für das schwingende System hohe Spannungen zuläßt, erst in vollem Umfang erkennen lassen.

III. Vergrößerung der Funkenzahl.

a) Funkenstrecke in Luft.

Der dritte und letzte Teil dieser Arbeit umfaßt entsprechend der Dreiteilung in der Einleitung eine Anzahl Versuche, die Entladungszahl N zu steigern.

Bei Benutzung der Gleichstromschaltung zur Aufladung des Systems konnte die Entladungszahl leicht durch Steigerung der Ladestromstärke erzielt werden. Es galt zunächst festzustellen, ob der Steigerung des Primärstromes entsprechend die Funkenzahl wuchs. Ist dies der Fall, so muß entsprechend der Steigerung der Sendeenergie auch die Empfangsenergie wachsen. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß der Kontaktdetektor auch die hohen und höchsten Funkenzahlen noch summiert.

Die ersten Versuche wurden mit parallel geschalteter Kapazität ausgeführt, um größere Stromstärken, die leichter meßbar waren, anwenden zu können. Tabelle 10 enthält die bei konstanter Funkenlänge gewonnenen Meßresultate, graphisch dargestellt durch Fig. 7.

Tabelle 10.

Ladestrom	Empfangsstrom
$1,7 \cdot 10^{-3}$ A.	1,6 Skt.
$2,9 \cdot 10^{-3}$ „	24 „
$5,1 \cdot 10^{-3}$ „	42 „
$7,8 \cdot 10^{-3}$ „	72 „
$10,0 \cdot 10^{-3}$ „	96 „
$14,3 \cdot 10^{-3}$ „	144 „

Praktisch nimmt der Empfangsstrom genau proportional mit dem Ladestrom zu. Das Resultat gewinnt deshalb an Bedeutung, weil sich 1. daraus ergibt, daß der Detektor völlig folgt und weil sich 2. aus der Gesamtkapazität und dem höchsten Ladestromwert von $14,3 \cdot 10^{-3}$ A. bereits eine Funkenzahl von rund 40000 pro Sek. berechnet, die also in Luft ohne Anwendung besonderer Hilfsmittel noch aufrecht zu erhalten ist. Der Rechnung entsprach die Beobachtung, daß geringe

Schwankungen der Ladestromstärke die Funkenzahl auf Werte diesseits der Hörbarkeitsgrenze brachten.

Bei einer zweiten Meßreihe wurde der Ladestrom so variiert, daß ganz bestimmte Töne sich einstellten. Um deren Bestimmung mit dem Ohre zu erleichtern, wurde die zum Ausgleich gebrachte Energie wieder dadurch gesteigert, daß die parallele Kapazität vergrößert wurde. Die Einstimmung der Funkenzahl geschah mit einer kleinen Pfeife. Tabelle 11 enthält die Resultate.

Tabelle 11.
Parallele Kapazität 3400 cm.

Funkenzahl	Ladestrom	Empfangsstrom
258	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$ A.	1,5 Skt.
345	$2{,}3 \cdot 10^{-3}$ „	2,0 „
435	—	2,8 „
651	$3{,}9 \cdot 10^{-3}$ „	3,7 „
976	$6{,}5 \cdot 10^{-3}$ „	5,0 „
2625	$16{,}8 \cdot 10^{-3}$ „	15,0 „
ca. 7200, parallele Kap. nur 1000 cm	$14{,}6 \cdot 10^{-3}$ „	40,0 „

Sowohl für den Ladestrom, wie für den Empfangsstrom zeigt sich innerhalb der Meßgenauigkeit von N recht gute Proportionalität mit N, der Funkenzahl.

Funkenzahlen unter 50000 konnten auf Grund dieser Messungen roh schon durch Beobachtung der Ladestromstärke ermittelt werden. Überschreitet man diese Zahl, durch Steigerung des Ladestromes z. B., so setzt ein Lichtbogen ein und jede Schwingung damit aus. Eine solche Überlastung tritt um so eher ein, je kleiner die aufzuladende Kapazität des Oszillators ist. Es liegt daher nahe, anzunehmen, daß K. Settnik und andere aus diesem Grunde mit Luftfunkenstrecken nicht zum Ziele gekommen sind.

b) Funkenstrecke unter Luftabschluß.

Es wurden Versuche mit unterteilten Funkenstrecken angestellt; ferner mit Funkenstrecken mit Papierzwischenlage, wie sie v. Lepel vorgeschlagen hat, und endlich solchen, deren Platten nach mehrfachen Angaben eingeölt wurden. Das qualitative Resultat, das mit den beiden letzteren gewonnen wurde, geht dahin, daß sich durch Steigerung der Ladestromstärke Funkenzahlen bis zu 10^6 pro Sek. maximal erreichen ließen. Die günstige Wirkung des Seidenpapieres bei seiner Verbrennung (bzw. des Petroleums) ist von einigen Seiten so erklärt worden,

daß die bei der Verbrennung frei werdenden Kohlenwasserstoffe eine starke Kühlung der Elektroden herbeiführen. Die Konstanz solcher Funkenstrecken erwies sich leider nicht von sehr großer Dauer. Die gute Wirkung ließ entsprechend der schnell fortschreitenden Vergasung der brennbaren Zwischenlage rasch nach, so daß längere Meßreihen nicht gut auszuführen waren. Wesentlich besser in der Konstanz erwiesen sich einfache luftdichte Funkenstrecken, wenn sie auch nur geringere Energiemengen auszugleichen imstande waren. Es sollen hier in einer Tabelle (12) die Resultate einer Beobachtungsreihe als Beispiel für die obige Behauptung mitgeteilt werden.

Tabelle 12.

Funkenlänge in mm	Spannung an der F.-Strecke	Ladestrom	Funkenzahl berechnet	Empfangsstrom
1	2500 Volt	$9,6 \cdot 10^{-3}$ A.	6920	28,8 S.
0,9	2320 „	$11,8 \cdot 10^{-3}$ „	9140	29,3 „
0,8	2090 „	$13,2 \cdot 10^{-3}$ „	11400	34,0 „
0,7	1880 „	$15,4 \cdot 10^{-3}$ „	14700	38,4 „
0,6	1660 „	$21,1 \cdot 10^{-3}$ „	22900	42,0 „
0,5	1450 „	$21,4 \cdot 10^{-3}$ „	26500	45,6 „
0,4	1230 „	$20,8 \cdot 10^{-3}$ „	30400	50,8 „
0,3	1070 „	$19,2 \cdot 10^{-3}$ „	32400	49,5 „
0,2	870 „	$21,4 \cdot 10^{-3}$ „	44000	38,7 „
0,1	590 „	$21,4 \cdot 10^{-3}$ „	65000	31,8 „

Hierzu ist folgendes zu bemerken: Die Funkenstrecke befand sich in einem Glasrohr von geringem Volumen. Der Einsatz der Funken wurde durch Nähern der Platten der Funkenstrecke bewirkt. Die gemessenen Spannungen sind natürlich als Mittelwerte anzusehen. Die berechneten Entladungszahlen (N) besitzen nur insofern Wert, als aus ihnen hervorgeht, daß die eingangs zu 40000 festgestellte höchstzulässige Zahl bei Luftabschluß sich weiter steigern läßt. Man könnte hier vielleicht einwenden, daß der kleine Empfangsstrom bei $N = 65000$ dadurch bewirkt sei, daß durch gelegentliches Springen einer wirksamen Entladungsform in eine unwirksame eine Anzahl von Entladungen zur ausgestrahlten Energie nichts beigetragen habe.

Daß dem nicht so ist, beweisen die beiden Werte der Tabelle 13, die bei möglichst gleichen Versuchsbedingungen mit gesteigertem Ladestrom gewonnen sind.

Bei völlig unveränderten Bedingungen (Funkenlänge und Spannung) müßte entsprechend der Steigerung des Ladestromes von Tabelle 12 in den der Tabelle 13 das 2,4fache des Ausschlages im Empfänger

Tabelle 13.

Funkenlänge	Spannung	Ladestrom	Empfangsstrom	
			gemessen	berechnet
0,2 mm	700 Volt	$51{,}4 \cdot 10^{-3}$ A.	79,5 Skt.	93 Skt.
0,1 „	520 „	$51{,}4 \cdot 10^{-3}$ „	61,5 „	76 „

zu erwarten sein. Berücksichtigt man die Spannungsänderung nach der Neueinstellung der Funkenstrecke, so ist die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten eine so gute, daß man behaupten kann, daß auch noch bei dem gesteigerten Ladestrom die ganze Zahl der Entladungen für die Ausstrahlung zur vollen Wirkung kommt. Die Entladungszahl berechnet sich im Falle der Werte der Tabelle 13 zu 132000 bzw. 178000 ungefähr. D. h. ein System von den vorgegebenen Dimensionen läßt etwa 10^5 Funken pro Sek. sicher zu.

c) Steigerung der Entladungszahl durch Einbettung der Funkenstrecke in Wasserstoff.

Nachdem erkannt worden war, daß Kohlenwasserstoffe eine höhere Entladungszahl zuließen, wurde auch versucht, die Funkenstrecke in reinen Wasserstoff einzubetten. Durch das die Funkenstrecke enthaltende, luftdicht abschließende Glasrohr wurde Wasserstoff aus einem Kippschen Apparat hindurchgeschickt und Meßreihen, die der der Tabelle 12 gleichen, durchgeführt. Die Resultate einer dieser Meßreihen enthält Tabelle 14.

Tabelle 14.

Funkenlänge in mm	Spannung in Volt	Ladestrom	N berechnet	Empfangsstrom
0,6	—	$93{,}5 \cdot 10^{-3}$ A.	—	50 Skt.
0,5	790	$87{,}6 \cdot 10^{-3}$ „	199000	75,5 „
0,4	760	$84{,}0 \cdot 10^{-3}$ „	199000	67 „
0,3	600	$86{,}3 \cdot 10^{-3}$ „	216000	48 „
0,2	500	$87{,}6 \cdot 10^{-3}$ „	317000	48 „
0,1	380	$95{,}8 \cdot 10^{-3}$ „	435000	50 „

Wieder ergibt sich in allen Fällen bei Steigerung des Ladestromes eine proportionale Steigerung des Empfangsstromes, was beweist, daß bei den wieder gesteigerten Funkenzahlen die Funkenstrecke noch immer nicht versagt. Die berechneten Werte von N sind natürlich wieder nur der Größenordnung nach richtig. Es ergibt sich hier das Resultat, daß eine einfache Wasserstoffunkenstrecke rund eine Funkenzahl von

10^6 pro Sek. in Verbindung mit dem vorgegebenen System verträgt. Leider war dem Induktor bei 13 Milliampere nur eine niedrige Spannung zu entnehmen, so daß die Frage, ob die Funkenstrecke eine weitere Energiesteigerung — N oder V — noch zuläßt, nicht entschieden werden konnte.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß bei den letzten Meßreihen die Schwingungsenergie den Betrag einiger Watt erreicht hat. Der Betrag der ausgestrahlten Energie läßt sich ungefähr aus dem Maximaleffekt im Empfänger schätzen; er hat etwa die Größe einiger Zehntel Watt. Von einer genauen Ermittelung des Nutzeffektes mußte leider der erheblichen Schwierigkeiten halber, die diese Ermittelung machen würde, vorläufig abgesehen werden.

d) Steigerung von N mit Hilfe des Vakuums.

Endlich wurde die Vakuumfunkenstrecke zu einigen Vergleichsmessungen herangezogen. Erhebliche Stromwerte im Empfänger gaben die Veranlassung, das Empfangssystem voll auszubilden und in 3 m Abstand vom Sender zu bringen. Es wurde ein Vergleich durchgeführt zwischen einer einfachen Funkenstrecke mit Luftabschluß, einer unterteilten und der Vakuumfunkenstrecke. Dabei ergaben sich im Empfänger die in Tabelle 15 zusammengestellten Optima der Wirkung.

Tabelle 15.

Art der Funkenstrecke	Funkenlänge in mm	Empfangsstrom
Einfach } m. L.-A. . . .	0,1	$2,4 \cdot 10^{-4}$ A.
Unterteilt } m. L.-A. . . .	0,6	$3,2 \cdot 10^{-4}$ „
Vakuum	ca. 0,3	$3,8 \cdot 10^{-4}$ „

Die Erregung des Systems war natürlich in allen drei Fällen die gleiche, sie geschah mittels eines Induktors, dessen Primärstrom konstant gehalten wurde.

Schluß. Die in die drei Hauptteile gruppierten Versuche mit kleinen Sendesystemen haben erkennen lassen, daß diese Energien von relativ beträchtlicher Größe aufzunehmen imstande sind. Sowohl die Vergrößerung der Spannung wie der Entladungszahl hat zu Erfolgen geführt, denen bisher nur die unzulänglichen experimentellen Hilfsmittel eine Grenze gesetzt haben.

Es mag hier darauf hingewiesen werden, daß die Vergrößerung der Reichweite in der drahtlosen Telegraphie durch Vergrößerung der Energie im Sender im wesentlichen erzielt worden ist.

Die ersten Fortschritte in der Energiesteigerung — höhere Funkenzahlen — gaben daher Veranlassung zu einem Fernversuch. Vom Geophysikalischen Institut bis zur Bismarcksäule gelang eine Zeichenübermittelung schon bei Anwendung sehr einfacher Mittel: Wellenlänge ca. 2 m, kleiner Induktor, mit 65 Volt und etwa 2 Ampere gespeist; am Empfänger Kontaktdetektor. Die überbrückte Entfernung beträgt 450 m. — Die in Tabelle 15 zusammengestellten Stromstärken würden, wenn keinerlei Absorption bzw. Verlust in Luft stattfindet, bei etwa 1.10^{-8} A. Empfangsstrom, der telephonisch noch gut zu beobachten ist, eine Reichweite von 2—3 km ergeben. Es entspricht diese durchaus den Verhältnissen der Technik. Auch hier beträgt die maximale Reichweite etwa das 1000fache der Wellenlänge.

Göttingen, im Oktober 1911.

(Eingesandt 15. Juni 1913.)

Adresse des Autors: Göttingen, Baurat Gerberstr. 15.

H. Rukop, Stoßerregung bei kleinen Wellenlängen. Auszug aus der Abhandlung: Messungen im elektromagnetischen Spektrum des Wassers mit wenig gedämpften, durch Stoßerregung hervorgebrachten Schwingungen von 65 bis 20 cm Wellenlänge. Ann. d. Phys. **42**, 489—532, 1913.

Bisher sind Versuche, die Vorteile der Stoßerregung, nämlich geringes Dekrement, hohe Konstanz der Intensität und wohldefinierte Wellenlänge für Laboratoriumsarbeiten mit kurzen Wellen nutzbar zu machen, wenig zahlreich gewesen. Hervorgetreten ist eigentlich nur der Erreger von A. R. Colley, der jedoch dringend einer umfassenden Untersuchung mit dem Thermoelement bedarf, ehe man ihn als störungsfrei wird anerkennen dürfen. Eine andere, in den Hauptpunkten durchgearbeitete Erregermethode soll im folgenden angegeben werden.

Der Oszillator beruht auf einem Prinzip, das durch die Veröffentlichungen von C. Settnick und G. Mie bereits bekannt ist. Ein kleiner Kondensator mit verhältnismäßig großer Kapazität (3 bis 10 cm^2 Oberfläche, 0,2 mm Hartgummi) ist durch eine sehr kleine Selbstinduktion mit symmetrisch liegender Funkenstrecke zu einem Stoßkreise ausgebildet. Unmittelbar an der Funkenstrecke sind zwei parallele Antennen im Abstande von 0,5 bis 1 cm angebracht, deren Länge veränderlich ist. Es entsteht bei Löschen des Funkens eine Schwingung, die nur im Metall ihre Strombahn hat und daher wenig gedämpft ist. Ihre Wellenlänge ist von der Antennenlänge abhängig,

und zwar ist letztere sehr nahe an $\lambda/4$. Jeder Oszillator gestattet eine Variation der Wellenlänge innerhalb fast zweier Oktaven, hervorgerufen lediglich durch Ändern der Antennenlänge. Dieser Bereich zeigt ebenso wie die Stoßerregungskreise der drahtlosen Telegraphie mehrere Maxima und Minima, darunter ein Hauptmaximum in dem die kleinen Wellenlängen enthaltenden Drittel des Bereiches. Für die Abhängigkeit der Intensität von der Funkenlänge erhält man ebenfalls Maxima und Minima. Bei dem kleinsten noch zündenden Funken kann man die verschiedensten Intensitäten der Schwingungen beobachten. Sowohl der niedrigste als der höchste Wert der Kurve kann dort liegen. Abhängig ist dies von der Lage der Wellenlänge im Bereiche und vom Elektrodenmaterial.

Für jede Einstellung des Erregers gibt es eine unverkennbar günstigste Funkenlänge, beurteilt nach der Intensität, der Konstanz derselben und der Reinheit der Resonanzkurven. Je nach dem Alter der Funkenstrecke usw. ist die günstigste Funkenlänge 0,02 bis 0,06 mm. Es ist diejenige in dem ersten Maximum der Intensitätskurve, wobei die ev. größte Intensität bei kleinstem möglichem Funken natürlich nicht in betracht kommt. In diesem ersten Maximum ist der Stromeffekt, wie gesagt, nicht immer am größten, aber es ist einem höheren bei größeren Funkenlängen liegenden wegen reinerer Resonanzkurven und besserer Konstanz vorzuziehen. Es empfiehlt sich, die Funkenlänge eine Kleinigkeit vor das Maximum zu legen, weil man da längere Zeit vor dem Sinken des Stromeffektes infolge der durch Korrosion veranlaßten Verlängerung der Funkenstrecke bewahrt bleibt.

Als Elektroden sind Kupfer- oder Messingscheibchen, planparallel, mit feiner Regulierbarkeit, gut zu verwenden. Als Funkenatmosphäre ist Leuchtgas allen anderen überlegen. Bei reinem Wasserstoff treten überhaupt keine Schwingungen auf. Der Oszillator muß von einem ziemlich kräftigen Induktor, am besten mit Turbinenunterbrecher, gespeist werden. Man erhält dann bei sorgfältigem Bau der Funkenstrecke eine Konstanz der Intensität bis auf 1 %, gemessen mit einem Thermoelement.

Der Oszillator wurde noch in einer anderen Konstruktion verwendet. Die Antennen waren vom Stoßkreise losgelöst, miteinander verbunden und magnetisch mit dem Stoßkreise gekoppelt, sie bildeten also allein den gestoßenen Kreis. Man hat dann den Vorteil, daß die Verluste in Dielektrikum des Plattenkreises fortfallen, die bei der erst beschriebenen Anordnung mitsprechen, da der Plattenkreis sowohl im Stoßkreis als im gestoßenen Kreise liegt. Auch Verluste in der Funken-

strecke und in den Befestigungsmaterialien werden vermieden. Dieser Erreger zeigt einen sehr ähnlichen Bereich wie der ursprüngliche, auch eine ähnliche Abhängigkeit der Intensität von der Funkenlänge. Man kann daher auf eine gleiche Schwingungserregung in beiden schließen, besonders darauf, daß in dem ursprünglichen Erreger die Interferenz der beiden Ströme: Platte—Funken—Platte und Antenne—Funken—Antenne keine Rolle spielt. Über die Wirkungsweise in dem geteilten Erreger kann ja kein Zweifel bestehen; man wird dann den ursprünglichen Erreger am einfachsten sich ebenfalls aus zwei Kreisen bestehend denken, dem Stoßkreise: Platte—Funken—Platte, und dem gestoßenen Kreise: zwei Antennen, die statt eines Kurzschlusses einen Kondensator mit Zuleitungen von bestimmter Selbstinduktion haben.

Gearbeitet wurde vorläufig mit Wellen von 120 bis 20 cm. Die geringeren Dekremente gab der geteilte Erreger, nämlich: 0,0197 bei 36 cm und 0,031 bei 24 cm usw. Die Resonanzkurven sind bei dem ursprünglichen Erreger, der den Vorteil größerer Intensität und einfacheren Arbeitens hat, da man bei dem geteilten auch noch die günstigste Koppelung suchen muß, mindestens in den oberen Teilen von völlig ausreichender Reinheit, so daß die Genauigkeit der Dekrements- und Wellenlängenmessung durch die Kurvenform nicht beeinträchtigt wird. Bei dem geteilten Oszillator sind sie, abgesehen von einem selbst bei starker Verstimmung nicht fortfallenden Galvanometerausschlag von 1 bis 2 % vom Maximum, der von der direkten Einwirkung des Stoßkreises auf den Resonator herrührt, den theoretischen Resonanzkurven selbst in den untersten Teilen außerordentlich nahe. Beispielsweise kamen bei acht Dekrementsbestimmungen aus acht verschiedenen Punkten einer Resonanzkurve (auf jeder Seite 50, 60, 70 und 80 % des Maximums) nur Abweichungen bis 1,4 % vom Mittel vor.

Die Resonanzkurven werden an den Stellen geringster Intensität des Wellenlängenbereiches oder der Funkenlängenkurve nicht dadurch schlechter als im Hauptteil des Bereiches, daß Koppelungswellen hervortreten, wie das von den Kreisen der drahtlosen Telegraphie bekannt ist. Der Grund für diese gut bleibende Stoßerregung wird in der kleinen Funkenlänge und der hohen Stromstärke im Induktor zu suchen sein.

Bei den genannten Dekrementen ist das des Resonators, auf den mindestens die Hälfte des gesamten zu rechnen ist, mit enthalten. Da die Erreger auf möglichst geringe Ausstrahlung berechnet waren, wurde

ein Resonator mit magnetischer Koppelung verwendet. Als solcher hat sich sehr brauchbar erwiesen ein paar Lecherscher Drähte von 0,5 cm Abstand, auf jeder Seite durch fein verstellbare Plattenbrücken begrenzt, von denen eine im Nebenschluß das Thermoelement trägt. Man kann mit dieser Anordnung die Wellenlängen in Luft bis auf 0,3 Promille genau messen; allerdings müssen die Lecherschen Drähte dazu mit besonderen Vorsichtsmaßregeln ausgeführt werden.

Die Anordnung hatte den speziellen Zweck, Dispersionen und Absorptionen in Flüssigkeiten quantitativ messen zu lassen. Ein Teil der Drähte lag dann in der Flüssigkeit, der andere mit dem Thermoelemente, der die Koppelung besorgte, in Luft.

(Eingesandt 17. September 1913.)

Adresse des Autors: Berlin SW 61, Tempelhofer Ufer 9 (bei Telefunken).

E. Taege, Strom und Stromeffekt im Resonanzkreise bei der Annahme geradlinigen Amplitudenabfalles im Primärsystem. Verh. D. Phys. Ges. **15,** 753—772, 1913.

Die Arbeit beschäftigt sich mit dem folgenden Fall: Mit einem Primärsystem, in welchem der Abfall der Stromamplitude geradlinig erfolgt, ist ein Sekundärsystem mit normalen Dämpfungsverhältnissen extrem lose gekoppelt. Es wird untersucht: 1. Der Verlauf der Schwingungen im Sekundärsystem, besonders im Falle der Resonanz, 2. Der Stromeffekt im Sekundärsystem bei Resonanz, 3. Der Einfluß, den ein „Abreißen" der Schwingung im Primärsystem hat.

Die Annahme geradlinigen Amplitudenabfalles im Primärsystem an Stelle des exponentiellen hat eine praktische Bedeutung, insofern als bei Verwendung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke die Amplitudenkurve sich unter Umständen weit mehr einer Geraden als einer Exponentialkurve nähert. Der Stromverlauf im Primärsystem wird bei dieser Annahme dargestellt durch

$$J_1 = J_{10} \cdot \sin \omega_1 t \cdot (1 - \alpha_1 t)$$

Die Größe α_1 gibt dabei ein Maß für die Dämpfung der Schwingung in ähnlicher Weise wie die Größe δ_1 bei der Annahme exponentiellen Amplitudenabfalles ($J_1 = J_{10} \cdot \sin \omega_1 t \cdot e^{-\delta_1 t}$). Ebenso wie für $\delta \cdot T = \mathfrak{d}$ die Bezeichnung logarithmisches Dekrement eingeführt wird, soll hier $\alpha \cdot T = \mathfrak{a}$ lineares Dekrement genannt werden.

Beschränkt man sich auf den praktisch allein wichtigen Fall, daß die Dämpfung nicht extrem groß ist ($\alpha_1 \ll \omega_1$ oder $\mathfrak{a}_1 \ll 2\pi$) — letzteres soll in diesem Referate durchweg vorausgesetzt werden — so ergibt

sich für den Stromeffekt einer einzigen Schwingung im Primärsystem:

$$\int_0^\infty J_1^2\,dt = \frac{J_{10}^2}{6\alpha_1}$$

Der Strom J_2 im Sekundärsystem kann aufgefaßt werden als Superposition einer „Eigenschwingung“ J_2' und einer „erzwungenen Schwingung“ J_2'':

$$J_2 = J_2' + J_2''$$

Die Rechnung liefert die Werte:

$$J_2' = J_{20}' \cdot \cos(\omega_2 t - \varphi_2) \cdot e^{-\delta_2 t}$$

$$J_2'' = \frac{-\frac{L_{12}}{L_2} \cdot J_{10} \cdot \omega_1^2}{\sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2 - \delta_2^2)^2 + (2\omega_1\delta_2)^2}} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \cos(\omega_1 t + \chi) \cdot (1 - \alpha_1 t) + 2\alpha_1 \cdot \frac{\sqrt{\omega_1^2 + \delta_2^2}}{\sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2 - \delta_2^2)^2 + (2\omega_1\delta_2)^2}} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \cos(\omega_1 t + 2\chi - \psi) \right\}$$

wobei

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{-(\omega_1^2 - \omega_2^2 - \delta_2^2)}{2\omega_1\delta_2}; \quad \operatorname{tg}\psi = \frac{\delta_2}{\omega_1}$$

Die beiden willkürlichen Integrationskonstanten von J_2 sind J_{20}' und φ_2; sie bestimmen sich aus den Grenzbedingungen.

Im Falle der Resonanz ($\omega_1 = \omega_2$) ergibt sich für den Strom im Sekundärsystem — wenn die Grenzbedingungen so gewählt werden, daß zur Zeit $t = 0$ Strom und Spannung im Sekundärsystem gleich Null sind —:

$$J_2 = -\frac{L_{12} \cdot \omega_1}{L_2 \cdot 2\delta_2} \cdot J_{10} \cdot \cos\omega_1 t \cdot \left\{ \left(1 + \frac{\alpha_1}{\delta_2}\right) - \alpha_1 t - \left(1 + \frac{\alpha_1}{\delta_2}\right) e^{-\delta_2 t} \right\}$$

Diese Formel liefert die folgende Regel für das Zeichnen von Amplitudenkurven, die durch Fig. 1 illustriert werden soll:

Man zeichnet die Amplitudenkurve der Schwingung des Primärsystems mit der Anfangsamplitude 1 und dem linearen Dekrement $\mathfrak{a}_1$ (die schwach ausgesogene Gerade der Fig. 1), verschiebt sie parallel mit sich nach oben um den Betrag $\frac{\mathfrak{a}_1}{\mathfrak{d}_2}$ (die gestrichelte Gerade) und

zeichnet dann die Amplitudenkurve der Eigenschwingung des Sekundärsystems mit dem logarithmischen Dekrement $\mathfrak{d}_2$ (die strichpunktierte Exponentialkurve der Fig. 1), und zwar die letztere Amplitudenkurve mit derselben Anfangsamplitude $\left(1+\frac{\mathfrak{a}_1}{\mathfrak{d}_2}\right)$, welche die verschobene Gerade besitzt. Nun bildet man die Differenzkurve (stark ausgezogene Kurve der Fig. 1): diese ist die Amplitudenkurve der resultierenden Schwingung.

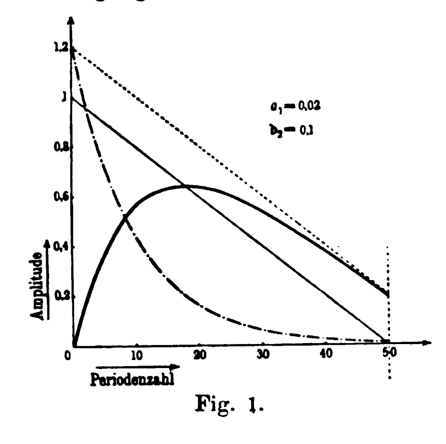


Fig. 1.

Es ist dabei zu beachten, daß die angegebene Formel für J_2 und die daraus abgeleitete Zeichenregel nur bis zu dem Augenblicke $t_0 = \frac{1}{\alpha_1}$ Gültigkeit besitzt, in dem die Amplitude des Stromes im Primärsystem Null wird.

Vom Zeitpunkte $t_0 = \frac{1}{\alpha_1}$ ab ist die Amplitudenkurve der resultierenden Schwingung diejenige Exponentialkurve $e^{-\delta_2(t-t_0)}$ mit dem Dekrement $\mathfrak{d}_2$ des Sekundärsystems, die sich ohne Sprung an die Amplitudenkurve, wie man sie nach obiger Zeichenregel erhält, anschließt.

Für den Stromeffekt im Sekundärsystem bei Resonanz liefert die Rechnung:

$$\int_0^\infty J_2^2\,dt = \frac{L_{12}^2}{L_2^2}\cdot\frac{J_{10}^2}{\omega_1}\cdot\frac{\pi^3}{\mathfrak{d}_2^3}\cdot\left[\varrho^2-\frac{1}{2}+\frac{1}{3\varrho}-(\varrho^2+\varrho)\cdot e^{-\frac{1}{\varrho}}\right]$$

worin ϱ für $\frac{\alpha_1}{\delta_2} = \frac{\mathfrak{a}_1}{\mathfrak{d}_2}$ gesetzt ist. Die Formel vereinfacht sich in den Fällen, daß ϱ sehr groß bzw. sehr klein ist, d. h. daß die Dämpfung des Primärsystems bzw. des Sekundärsystems stark überwiegt. Es wird

$$\text{für } \mathfrak{a}_1 \gg \mathfrak{d}_2: \quad \int_0^\infty J_2^2\,dt = \frac{L_{12}^2}{L_2^2}\cdot\frac{J_{10}^2}{\omega_1}\cdot\frac{\pi^3}{\mathfrak{d}_2^3}\cdot\left[\frac{1}{8\varrho^2}-\frac{1}{30\varrho^3}\right]$$

$$\text{für } \mathfrak{a}_1 \ll \mathfrak{d}_2: \quad \int_0^\infty J_2^2\,dt = \frac{L_{12}^2}{L_2^2}\cdot\frac{J_{10}^2}{\omega_1}\cdot\frac{\pi^3}{\mathfrak{d}_2^3}\cdot\left[\frac{1}{3\varrho}-\frac{1}{2}\right]$$

In denjenigen Fällen, in denen die Amplitudenkurve nahezu eine Gerade ist, hat man mit der Möglichkeit zu rechnen, daß der Funke „abreißt“, d. h. daß die Amplitude plötzlich auf den Wert Null abfällt. Dies wird jedenfalls erst eintreten, wenn die Amplitude auf einen ziemlich geringen Betrag gesunken ist, d. h. zu einer Zeit $t_0 = \frac{1}{\alpha_1}(1 - z)$, wobei z klein gegen 1 ist, so daß wir z^2 und z^3 neben 1 werden vernachlässigen können. In der Rechnung kann dieser Fall leicht berücksichtigt werden. Es ergibt sich dabei, daß der Amplitudenverlauf des Stromes im Sekundärsystem bei Resonanz bei einem Abreißen des Funkens qualitativ derselbe bleibt wie ohne ein solches. Ebenso ist der Stromeffekt im Primärsystem sowohl als auch der Stromeffekt im Sekundärsystem bei Resonanz nahezu derselbe, mag man nun ein Abreißen des Funkens annehmen oder nicht — natürlich unter der Voraussetzung, daß die Annahme $z \ll 1$ berechtigt ist.

E. T.

(Eingesandt 5. Oktober 1913.)

Adresse des Autors: Danzig-Langfuhr, Hauptstr. 91.

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 4 folgendes Referat[1]):

Das elektromagnetische Feld einer Harfenantenne. (L. Bouthillon, Rev. mensuelle de Telegraphie sans fil, Nr. 8, 1913.) Bekanntlich erzeugen zwei gleichzeitig erregte Antennen durch Interferenzwirkung in verschiedenen Richtungen verschieden starke resultierende Felder, lassen also eine mehr oder weniger ausgeprägte gerichtete Telegraphie zu. Bouthillon rechnet auf dieser Grundlage das elektromagnetische Feld einer Harfenantenne aus, d. h. einer Antenne, die aus einer großen Zahl paralleler, vertikaler Drähte besteht, die alle in einer Ebene liegen. Er findet eine Formel, die nach Korrektur zweier Druckfehler

$$\varrho = \frac{A\lambda}{\pi d \cos\alpha} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

lauten muß. Die Amplitude ϱ, von der auch die Reichweite abhängt, ändert sich also mit dem Winkel α, den die Richtung nach der Emp-

1) Wir haben die uns vom Verfasser übersandte Originalarbeit nicht zum Abdruck gebracht, da es uns praktisch unausführbar erscheint, eine Harfenantenne zu installieren, deren Breite mit der Wellenlänge vergleichbar wäre. Die Redaktion.



fangsstation mit der Ebene der Antennendrähte bildet. Solange aber das Verhältnis Antennenbreite d zu Wellenlänge λ kleiner als $^1/_6$ ist, tritt praktisch keine Änderung von ϱ mit α, d. h. keine Richtfähigkeit ein. Erst für $\frac{d}{\lambda} = 1$ wird in der verlängerten Antennenebene $\varrho = 0$, während senkrecht dazu stets $\varrho = A$ ist.

Man kann aus dieser Arbeit folgern, daß eine Anordnung mit nur zwei Drähten im Abstand d voneinander für gerichtete Telegraphie günstiger ist, da hier schon für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ in der Antennenebene $\varrho = 0$ wird. Die praktischen Schwierigkeiten wachsen nämlich mit der Entfernung d der gleichzeitig zu erregenden Antennen. Bei der normalen Wellenlänge von 600 m wird nach obigem ein Einfluß der Richtung bei einer Harfenantenne überhaupt erst bemerkbar, wenn die Antenne über 100 m breit ist. Bkh.

(Eingesandt 10. Februar 1914.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Die Telefunken-Radiostation auf dem Wiener Haupt-Telegraphenamt.

Die Apparatur ist identisch mit der nachstehend beschriebenen 0,5 T K-Schiffsstation. Der einzige Punkt, in welchem sie von dieser abweicht, ist die Anlage der Antenne, und zwar lag hierbei der Gedanke zugrunde, die Antenne so zu konstruieren, daß keinerlei Störungen der vielen im Hause befindlichen Telegraphen- und Telephonleitungen entstehen. Dies wurde dadurch erreicht, daß die in Fig. 1 mit b bezeichneten geerdeten Drähte, die oberhalb der Telephonleitungen zum Schutze der letzteren gegen atmosphärische Störungen angebracht sind, als Gegengewichtsdrähte der Radiostation verwendet wurden. Um die durch Aufladung des Gegengewichtes ev. hervorgerufene Wirkung noch herabzumindern, wurden die mit a bezeichneten Verbindungen zwischen Gegengewicht und Erddrähten soweit nach außerhalb verlegt, daß angenommen werden konnte, daß die Wirkung der Ladeströme bzw. die Induktionswirkungen derjenigen Gegengewichtsdrähte, in denen noch eine merkbare Stromamplitude konstatiert werden kann, sich aufhebt (siehe die eingezeichneten Pfeile der momentanen Stromrichtung). Ob die letzterwähnte Vorkehrung in Anbetracht der geringen Sendeenergie

(0,5 KW. Schwingungsenergie) unbedingt erforderlich ist, wurde nicht untersucht.

Die nach dem neuen Telefunkensystem der tönenden Löschfunken konstruierte Stationstype 0,5 TK eignet sich sowohl ihres geringen Energie- und Raumbedarfs halber, als auch besonders wegen ihrer leichten Bedienbarkeit und verhältnismäßig billigen Anschaffungs- und

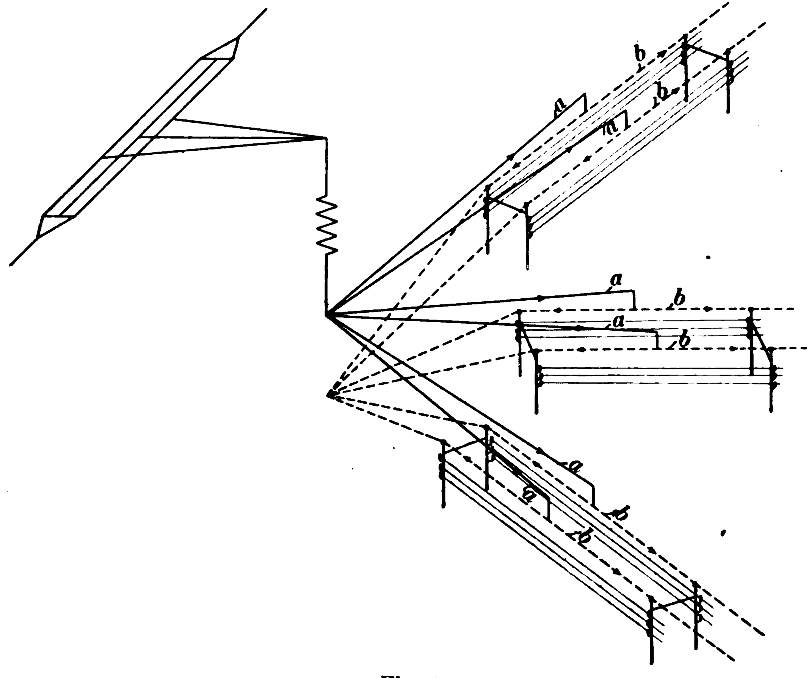


Fig. 1.

Unterhaltungskosten für alle diejenigen Fälle, bei denen es sich darum handelt, mit geringen Mitteln eine sichere Verbindung auf mittlere Entfernungen herzustellen.

Sie kommt in Betracht:

a) **Als Land- und Küstenstation** für den öffentlichen Verkehr von Hafenorten, See- und Wetterwarten, Leuchttürmen und Lotsenstationen, die mit gleichartigen Stationen auf 100—150 km über Land, bzw. mit Schiffen oder Küstenstationen auf 200—300 km über freie See verkehren sollen. Hierbei kommen Masten von 20—35 m Höhe zur Anwendung.

b) Als Schiffsstation für mittlere Handels- und Personendampfer, sowie Torpedoboote und -Zerstörer, die über zwei Maste von ca. 18—35 m Höhe verfügen, wobei eine elektrische Energiequelle von ca. 1,5 KW. Leistung vorausgesetzt wird.

Kraftquelle und Energiebedarf. a) Wo Netzanschluß vorhanden ist, wird zum Betriebe der Station ein Umformer-Aggregat verwendet, bestehend aus einem Gleichstrommotor von 1,5—2 PS Leistung und einem Wechselstromgenerator von einer Leistung von 0,75—1 KW. Wechselstrom (500 Perioden bei 220 Volt). Die Tourenzahl des Motors beträgt normal 3000 per Minute. Sie läßt sich behufs Änderung der Periodenzahl des Generators und damit der Tonhöhe des Senders um 15 % im Mittel vermittels Tourenregulators variieren. Ferner läßt sich durch einen feinstufigen Regulier-Widerstand die Maschinenspannung so einstellen, daß innerhalb jeder gegebenen Periodenzahl verschiedene höhere und tiefere Töne erzeugt werden können.

b) Wo kein Netzanschluß vorhanden ist, wird der zum Betriebe der Station erforderliche Wechselstrom erzeugt durch einen Wechselstromgenerator mit angebauter Erregermaschine (Leistung, Tourenzahl usw. wie oben). Der Antrieb kann vermittels Riemenübertragung von einer vorhandenen Kraftquelle (Dampfmaschine, Motor usw.) aus erfolgen. Falls eine solche nicht verfügbar ist, wird zum Antrieb des Generators ein besonderer Benzin- bzw. Petroleummotor von ca. 3 PS Leistung aufgestellt. Bei Schiffen ist in diesem Falle eine mit dem Generator direkt gekoppelte Dampfturbine vorzuziehen.

Sender. Der Wechselstrom des Generators wird durch einen eisengeschlossenen Transformator von 220 auf ca. 8000 Volt transformiert. Zur Herstellung der richtigen Resonanzlage zwischen Maschine, Transformator und Erregerkreis dient eine regulierbare Primärdrossel.

Der Erregerkreis besteht aus drei kleinen Leydener Flaschen, einer unterteilten Löschfunkenstrecke und einer variablen Selbstinduktion. Letztere ist eine flache Kupferbandspirale, die mit Stöpselanschlüssen zum Einstellen verschiedener Wellen versehen ist.

Der Wellenbereich des Erregerkreises geht von 300—600 m, und zwar wird die Station normal mit den drei festen Wellen 300, 450 und 600 m geliefert. Auf Wunsch kann der Wellenbereich bis 900 m vergrößert und jede beliebige in diesem Bereich liegende Wellenlänge vorgesehen werden.

Luftleiter. Als Luftleitergebilde kommt in der Regel die normale T-Antenne in Betracht, die bei Schiffsstationen zwischen zwei Masten von 18—35 m Höhe und 30—60 m Abstand ausgespannt

wird. Bei Landstationen kann auch ein Mast von 35 m Höhe mit Schirmantenne verwendet werden.

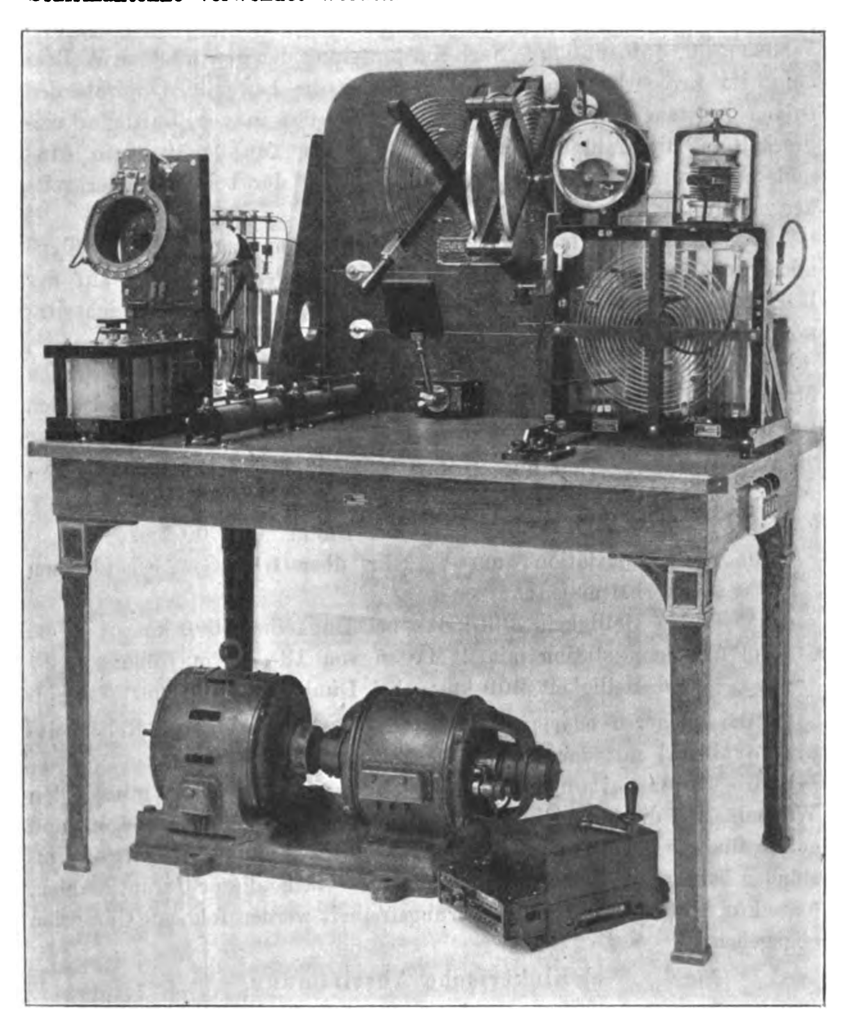


Fig. 2.

Die Kapazität der Antenne muß, um die Schwingungsenergie von 0,5 KW. aufnehmen zu können, etwa 500 cm betragen. Zur Herstellung verschiedener Wellenlängen und zur richtigen Abstimmung des Luftleiters auf den Erregerkreis dient ein in ersteren eingeschalteter

Satz von drei Flachbandspiralen, von denen eine gegen die beiden anderen beweglich ist. Diese Spiralen sind nach dem Variometerprinzip gewickelt und tragen Stöpselanschlüsse zum Einstellen der drei Wellen (300, 450, 600 m). Nach Einstöpselung der gewünschten Wellenlänge im Erregerkreis und Luftleiter wird die bewegliche Spirale den beiden feststehenden so weit genähert, bis das in den Luftleiter eingeschaltete Hitzdrahtamperemeter bei reinem Ton den größten Ausschlag zeigt, womit die genaue Abstimmung der beiden Senderkreise hergestellt ist.

Empfänger. Als solcher dient ein Hörempfänger neuester Type mit zwei Kontaktdetektoren und Telephon. Derselbe trägt auf der Rückseite den Umschalter von Senden auf Empfang, der gleichzeitig mit einer automatischen Starkstromblockierung versehen ist.

Reichweiten, Abstimmschärfe und Störungsfreiheit. Es werden für die Station, gleiche Stationen vorausgesetzt, folgende normalen Reichweitengarantien als Mittelwerte abgegeben:

a) Als Landstation mit 2 Masten von je 25 m Höhe oder einem von 35 m Höhe:
   bei Helligkeit 200 km; bei Dunkelheit 300 km.
b) Als Küstenstation zum Verkehr über freie See bei gleichen Mastverhältnissen:
   bei Helligkeit 300 km; bei Dunkelheit 500 km.
c) Als Schiffsstation mit 2 Masten von 18—35 m Höhe:
   bei Helligkeit 200 km; bei Dunkelheit 400 km.

(Bei kleineren oder größeren Masthöhen ändert sich die Reichweite proportional mit der Höhe.)

Die Reichweitengarantien beziehen sich nur auf die günstigsten Wellenlängen, die oberhalb der Eigenschwingung der Antenne liegen, und gelten für normale atmosphärische Verhältnisse. Unter günstigen Umständen beträgt die Reichweite etwa das 3—4fache dieser Garantiezahlen.

Für Abstimmschärfe und Störungsfreiheit werden folgende Garantien abgegeben:

a) Elektrische Abstimmung.

Wenn zwei Stationen derselben Type, die von einer dritten gleich weit entfernt sind, gleichzeitig und mit gleicher Energie Telegramme aussenden, so können diese Telegramme von einer dritten Station getrennt ohne gegenseitige Störung aufgenommen werden, wenn die Differenz der von den beiden Sendestationen verwendeten Wellenlänge mindestens 5 % beträgt.

b) Akustische Abstimmung.

Wenn unter denselben Voraussetzungen, wie unter a) die beiden Sendestationen mit gleicher Wellenlänge, aber verschiedener Tonhöhe arbeiten, so können ihre Telegramme getrennt ohne gegenseitige Störung aufgenommen werden, wenn der Unterschied in der Tonhöhe der beiden Sendestationen mindestens eine halbe Oktave beträgt. Der helle, durchdringende Ton von 1000 Impulsen per Sekunde gestattet

Schaltungsschema für 0,5 TK-Station.

Schalttafel (Gleichstromseite)
1. Gleichstrom-Anschluss
2. doppelpolige Sicherung
3. doppelpoliger Schalter
4. Voltmeter-Umschalter
5. Voltmeter

Umformer
6. Anlasser
7. Tourenregulator
8. Gleichstrom-Motor 2 PS
9. Wechselstrom-Generator, 500 Per. 200 V ca. 1 KW
10. Hochfrequenzsicherungen
11. Spannungsregulatoren für Generator

Schalttafel (Wechselstromseite)
12. Sicherung, doppelpolig
13. Schalter, "
14. Ampèremeter

Sender
15. Taste
16. Blockierung am Empfangs-Apparat
17. Drossel
18a. Transformator prim. 220 Volt
18b. Transformator sec. 8000 Volt
19. Erregerkapazität, resultierend 6000 cm.
20. Löschfunkenstrecke
21. Erregerselbstinduktion
22. Luftdraht-Variometer
23. Luftdraht-Umschalter
24. Luftdraht-Anschluss
25. Luftdraht-Ampèremeter
26. Erd-Anschluss
27. Blitzschutzvorrichtung

Empfänger
28. Umschalter für kurze und lange Welle
29. Variabler Kondensator
30a. Transformator, primär
30b. Transformator, secundär
31. Detektoren
32. Umschalter für Detektoren
33. Parallelkondensator
34. Telephon.

Fig. 3.

es, die Zeichen auch bei starken atmosphärischen Störungen noch einwandfrei aufzunehmen, solange die Intensität der atmosphärischen Entladungen die der ankommenden Zeichen nicht um mehr als das 10—20fache übertrifft.

Maße und Gewichte. Zur betriebsmäßigen Unterbringung der gesamten elektrischen Apparate ist ein Raum von 2 × 2 × 2 m erforderlich.

Der Umformer wird in der Regel außerhalb des eigentlichen Stationsraumes in einem besonderen Schutzkasten untergebracht. Die Abmessungen des Umformers sind: 795 × 395 × 390 mm.

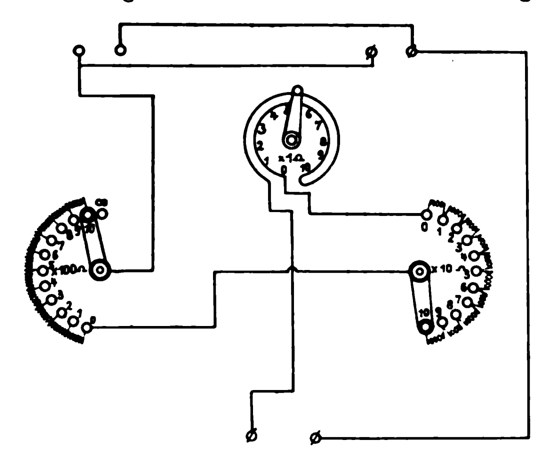
Das Gewicht der elektrischen Apparatur beträgt ca. 100 kg.

Das Gewicht des kompletten Umformeraggregats mit Grundplatte beträgt ca. 135 kg (das des Generators allein mit Erregermaschine ca. 60 kg). E.

(Eingesandt 15. März 1914.)

Ruhstrat-Widerstand.

Bei Lautstärkemessungen nach der Parallelohmmethode leistete mir ein von der Göttinger Rheostatenfabrik Gebr. Ruhstrat in Göttingen gelieferter neu konstruierter, sehr handlicher Apparat gute Dienste, der jeden beliebigen Ohmwert zwischen 0 und 1000 Ohm nach beistehendem Schaltungsschema schnell einzustellen und abzulesen gestattet. Er besteht aus drei Abteilungen





induktions- und kapazitätsfreier Widerstände, hergestellt nach der patentierten Ruhstrat-Wickelung. Diese Wickelung besteht nicht aus einem Draht, sondern aus zwei parallel geschalteten und im entgegengesetzten Sinne zueinander gewickelten Drähten. Beide Drähte sind genau gleich lang, symmetrisch zueinander angeordnet und kreuzen sich, so daß der in der einen Drahtwindung erregte Induktionsstrom durch den in der benachbarten Windung hervorgerufenen völlig kompensiert wird. Da an den Kreuzungsstellen der Drähte keine, an den nebeneinanderliegenden Windungen nur äußerst geringe Spannungsdifferenzen auftreten können, so ist ein solcher Widerstand auch kapazitätsfrei, wodurch er sich vorteilhaft von den Widerständen mit gewöhnlicher bifilarer oder mit Chaperon-Wickelung unterscheidet und für die Parallelohmmessungen besonders gut eignet. E.

(Eingesandt 15. März 1914.)

Der Heterodyn-Empfänger von Fessenden.

(The Fessenden Heterodyne.)

Von **L. W. Austin.**

Der Heterodyn-Empfänger von Fessenden (siehe Fig. 1) ist ein Empfangsapparat, dessen Wirkung auf der Erzeugung von Tonschwebungen beruht, und zwar von solchen zwischen den an der Empfangsstation ankommenden elektrischen Wellen einerseits und den seitens einer örtlichen Elektrizitätsquelle in der Empfangsantenne erregten kontinuierlichen Schwingungen andererseits. In seiner empfindlichsten Form wird eine gewöhnliche Empfangsanordnung mit gewöhnlichem Detektor und Telephonen benutzt; dabei werden die örtlichen kontinuierlichen Wellen durch einen Poulsenlichtbogen (siehe Fig. 2) erzeugt, der in einem Kohlenwasserstoffgas oder -dampf gebildet und mit Gleichstrom auf 500 Volt betrieben wird.

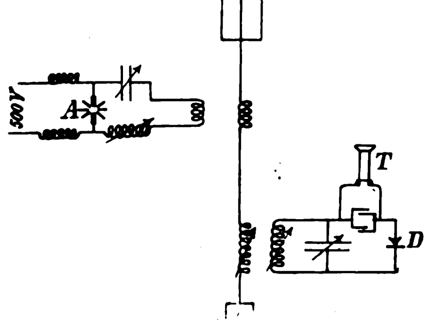


Fig. 1. Schema des Heterodyn-Schwingungskreises.

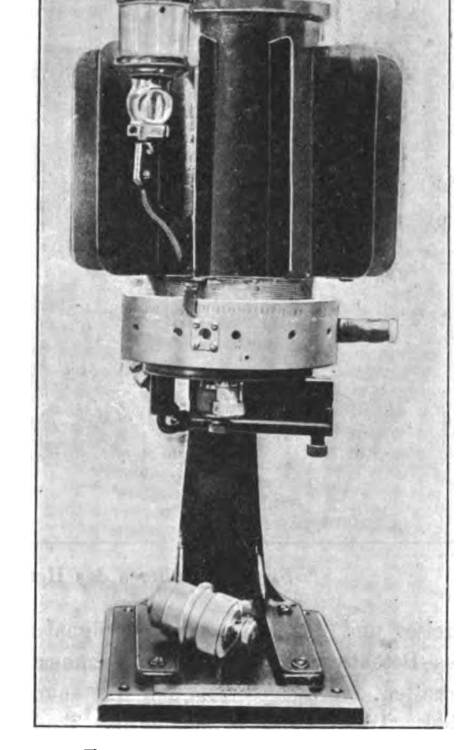


Fig. 2. Heterodyn-Lichtbogon.

Der Bogenkreis ist mit der Antenne lose gekoppelt, und zwar wird die Koppelung so eingestellt, daß sie die gewünschte Stärke der Erregung liefert. Die Zeigerinstrumente, die veränderlichen Kondensatoren und Selbstinduktionen sind in einem transportablen Gehäuse handlich montiert (siehe Fig. 3 und 4) und liefern einen Wellenlängenbereich bis zu 10000 m aufwärts. Durch passende Einstellung der Wellenlängendifferenz zwischen den örtlichen Wellen des Lichtbogen-

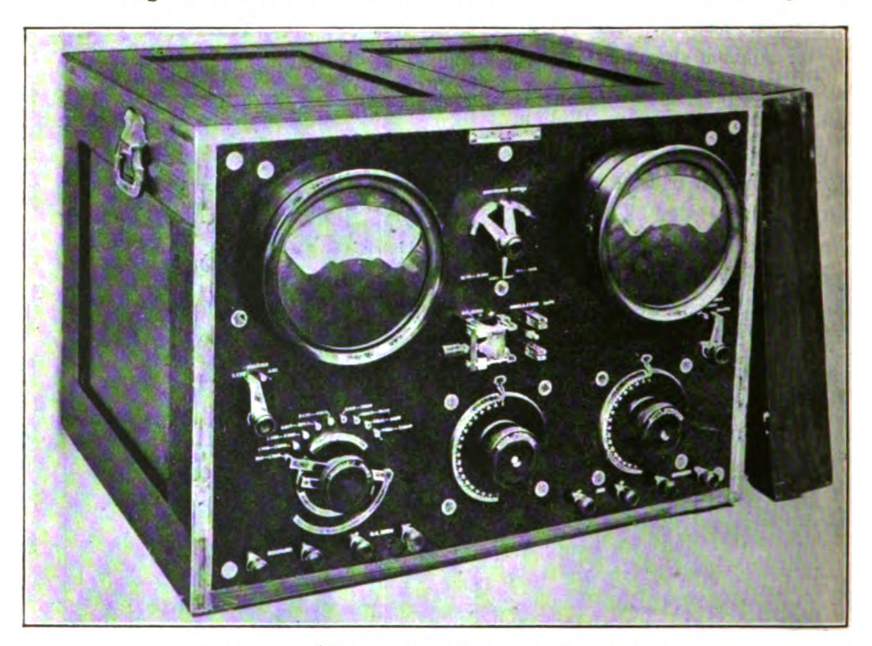


Fig. 3. Äußeres des Heterodyn-Gebäudes.

kreises und den ankommenden Signalen kann man in den Telephonen des Detektors flötenartige Schwebungstöne von jeder beliebigen Höhe erhalten, vorausgesetzt, daß die ankommenden Wellen kontinuierlich sind. Diese Veränderlichkeit der Tonhöhe ist sehr wichtig, wenn es gilt, Signale durch atmosphärische und sonstige Störungen hindurch zu erkennen. Wenn die Stärke der örtlichen Wellen passend eingestellt ist, erhält man eine sehr beträchtliche Erhöhung der Empfindlichkeit des Empfangsdetektors.

Soweit mir bekannt ist, ist der Heterodyn-Empfänger die einzige Anordnung zum Empfang kontinuierlicher Wellen, die in den Telephonen einen musikalischen Ton zu erzeugen vermag. Bei Funken-

signalen ergibt der Heterodyn-Empfänger eine ausgesprochene Steigerung der Empfindlichkeit (auf das Drei- bis Fünfzehnfache), aber leider liefert er dann keinen musikalischen Ton, und dadurch gerät er beträchtlich ins Hintertreffen, wenn es gilt, durch atmosphärische Störungen hindurch zu arbeiten.

Das Heterodynprinzip ist auch in Verbindung mit dem elektrostatischen Telephon als Detektor angewandt worden; dann wird das

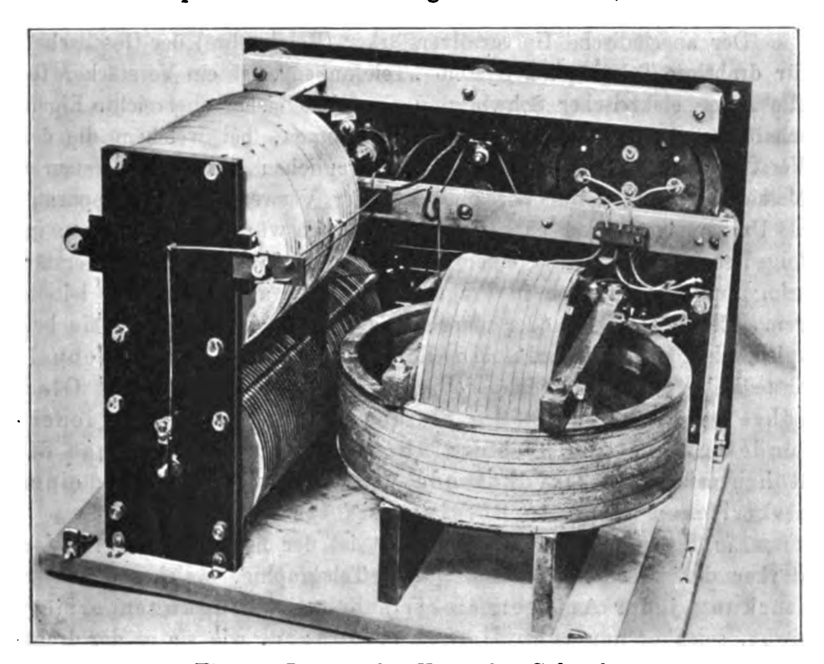


Fig. 4. Inneres des Heterodyn-Gebäudes.

Telephon gleichzeitig durch die ankommenden Wellen und durch die aus einer örtlichen Quelle stammenden Wellen erregt. In diesem Falle kann man sowohl mit gedämpften als auch mit ungedämpften ankommenden Signalen einen musikalischen Ton erzeugen, während das Telephon gegen atmosphärische Störungen und Interferenzen fast unempfindlich ist. Leider ist indessen eine beträchtlich kleinere Empfindlichkeit vorhanden als bei gewöhnlichen Detektoren.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 1. Januar 1914.)

Adresse des Autors: U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory, Navy Department, Washington D. C.

Tonverstärker.

Wir brachten im Band V S. 301 bereits eine Beschreibung des ausgezeichneten Telefunken-Tonverstärkers[1]) mit Schreiber.

Ferner wiesen wir in Band VII S. 353 auf die neuerliche Verwendung des v. Liebenschen Telephonrelais durch Telefunken hin. Nachstehend bringen wir heute die vollständige technische Beschreibung dieses aperiodischen Universalverstärkers[2]) System Telefunken:

Der aperiodische Universalverstärker (Relaisröhre) der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, System „Telefunken", ist ein Verstärker für alle Arten elektrischer Schwingungen. Diese bisher unerreichte Eigenschaft konnte nur einem Apparat zukommen, bei welchem die den Verstärkungseffekt herbeiführenden, beweglichen Stromleiter keinerlei Massen besitzen, deren Vorhandensein der Verwendung des Apparates als Universalverstärker entgegengewirkt haben würde. Es kommen infolgedessen im Interesse einer universalen und aperiodischen Verstärkung nur Anordnungen in Frage, bei welchen als Stromträger leitend gemachte Gasstrecken oder dergleichen benutzt werden, wie sie beispielsweise die Wehneltschen Röhren aufweisen. Prof. Wehnelt hatte bekanntlich gefunden, daß man in einer evakuierten Glasröhre bei verhältnismäßig kleinen Spannungen bereits leuchtende Entladungen herbeizuführen imstande ist, wenn man die Röhre mit einer Oxydkathode versieht, welche durch einen elektrischen Strom in Rotglut versetzt werden kann.

Ein Entladungsrohr ähnlicher Art ist der neue aperiodische Verstärker der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, welcher die Verstärkung jeder Art von elektrischen Schwingungen ermöglicht, seien es nun schnelle Schwingungen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlich sind, seien es Schwingungen langsamerer Frequenz, welche bereits hörbare Töne im Telephon liefern oder Wechselschwingungen gemischter Frequenz, wie sie in der Fernsprechtechnik die Regel bilden.

Die mit einer derartigen Verstärkungsröhre erzielbaren Verstärkungen sind recht beträchtlich.

---

1) Bei einem kürzlich in Zürich veranstalteten öffentlichen Demonstrationsvortrage konnte ich mit Hilfe des Tonverstärkers in Verbindung mit einem großen Schalltrichter die Radiotelegramme der Pariser Eiffelturm-Station einem großen Auditorium von über 1200 Personen stark objektiv hörbar machen. Eichhorn.

2) Vgl. auch Elektrot. Ztschr. Heft 48, 1913, A.E.G.-Zeitung Nr. 7, 1914, „Die Naturwissenschaften" Heft 1, S. 7, 1914.

Es lassen sich beispielsweise bei Verstärkung niederfrequenter Ströme mittels der Relaisröhre Verstärkungen erzielen, welche das ca. 30fache der Originalströme betragen.

Die Verstärkung hochfrequenter Ströme, bei welcher sich Verstärkungen bis zum ca. 80fachen der Intensität der eingeleiteten Schwingungen erzielen lassen, erfordert außer dem auf der Station bereits vorhandenen Hörempfänger eine Zusatzapparatur (Zwischenstöpsel) sowie einen weiteren Hochfrequenz-Schwingungskreis mit Detektor zur Umformung der verstärkten schnellen Schwingungen in solche langsamerer Frequenz.

Bei drahtloser Telephonie vermag der Verstärker, namentlich bei geringer Lautstärke der Ferngespräche, außerordentlich zum besseren Verständnis der letzteren beizutragen, da gleichzeitig durch den Relaiseffekt keinerlei Verzerrungen und Verunstaltungen der menschlichen Sprache auftreten.

I. Allgemeine Beschreibung.

Die zur Verstärkung schwacher Ströme dienende Anordnung besteht in der Hauptsache aus einem evakuierten Entladungsrohr und einer hierzu gehörigen Apparatur, auf welche das erstere aufgesteckt wird.

Die Entladungsröhre ist mit drei Elektroden ausgerüstet, erstens der bereits vorstehend erwähnten Wehnelt- oder Oxydkathode, welche mittels einer Akkumulatorenbatterie von ca. 28—32 Volt zur Rotglut erhitzt wird, zweitens der positiven Elektrode oder Anode, die sich im oberen Raum der Röhre als Spirale ausgebildet befindet und weiterhin einer den oberen und unteren Röhrenraum trennenden, durchlöcherten Hilfselektrode. An die Oxydkathode und die Anode wird eine Spannung von ca. 220 Volt angelegt, wobei in erhitztem Zustand der ersteren Stromdurchgang in Form eines blauen Glimmlichtes auftritt.

Zur Erhitzung der Oxydkathode dürfen nur Akkumulatoren verwendet werden, welche eine Stromstärke von ca. 2 Amp. bei 28—32 Volt dauernd und gleichmäßig zu liefern imstande sind, da von einer gleichbleibenden Erwärmung der Oxydkathode die Konstanz der Empfindlichkeitseinstellung der Röhre abhängig ist.

Obgleich der Brenner der Röhre für 28 Volt Spannung dimensioniert ist, empfiehlt es sich, die Spannung der Batterie auf 30—32 Volt zu erhöhen, um Spannungsverluste in den Leitungen kompensieren zu können. Es muß alsdann mit einem Vorschaltwiderstand ($W = 5\ \Omega$, 3 Amp., siehe Fig. 6) gearbeitet werden, welcher in die $+B$-Leitung der Batterie zu legen ist.

Die zur Herbeiführung der Entladung erforderlichen 220 Volt (bei ca. 0,01 Amp.) können außer von Akkumulatoren auch von einer Maschine geliefert werden, wenn eine Drosselspule zur Verwendung kommt, welche die sonst störenden Kollektorgeräusche beseitigt.

An der Röhre selbst sind drei Stromkreise zu unterscheiden:

a) Der Stromkreis des Brenners oder der Oxydkathode, in welchem der zur Erwärmung der letzteren nötige Strom fließt,

b) der Ladekreis der Röhre, welcher an die Oxydkathode und die durchlöcherte Hilfselektrode angeschlossen wird, und welchem die zu verstärkenden Ströme überlagert werden,

c) der Stromkreis des Anodenstromes, welcher zwischen der Oxydkathode und der Anode fließt und von welchem die verstärkten Ströme abgenommen werden.

Da sowohl an den Polen des Ladekreises als auch des Anodenkreises erhebliche Spannungspotentiale bestehen, müssen die zu verstärkenden Detektorströme der Röhre induktiv übertragen werden, welchem Zwecke geeignete Transformatoren dienen, die in beide Stromkreise eingeschaltet werden. Diese Transformatoren sind in der Apparatur eingebaut, welche außer einem Schalter zum Ein- und Ausschalten der Röhre, sowie einem Regulierknopf zum Einstellen der Spannung noch zwei Paar Steckkontakte aufweist.

II. Niederfrequenzverstärkung.

A. Einfache Verstärkung (Fig. 1).

Die beiden (Fig. 1 von vorn gesehen) links befindlichen Steckkontakte vermitteln die Verbindung zum Ladekreis der Röhre; dieselben werden, falls es sich beispielsweise um Verstärkung schwacher, von einem Empfänger gelieferter funkentelegraphischer Signale handelt, mit denjenigen Kontakten verbunden, in welche bei gewöhnlichem Empfange das Kopftelephon eingestöpselt wird.

Das rechts befindliche Steckkontaktpaar vermittelt innerhalb der Apparatur die Verbindung zum Anodenkreis, von dem die verstärkten Ströme abgenommen werden können. In diese wird bei Niederfrequenz-Verstärkung das Kopftelephon eingefügt.

Da für die Größe der Potentialdifferenz zwischen Oxydkathode und Anode ein Optimum existiert, muß dieselbe variabel sein. Ein vor dem Sockel der Röhre befindlicher Hartgummiregulierknopf dient zur Einstellung der günstigsten Spannung.

Zur Apparatur gehört weiterhin ein kleines Schaltbrett, welches

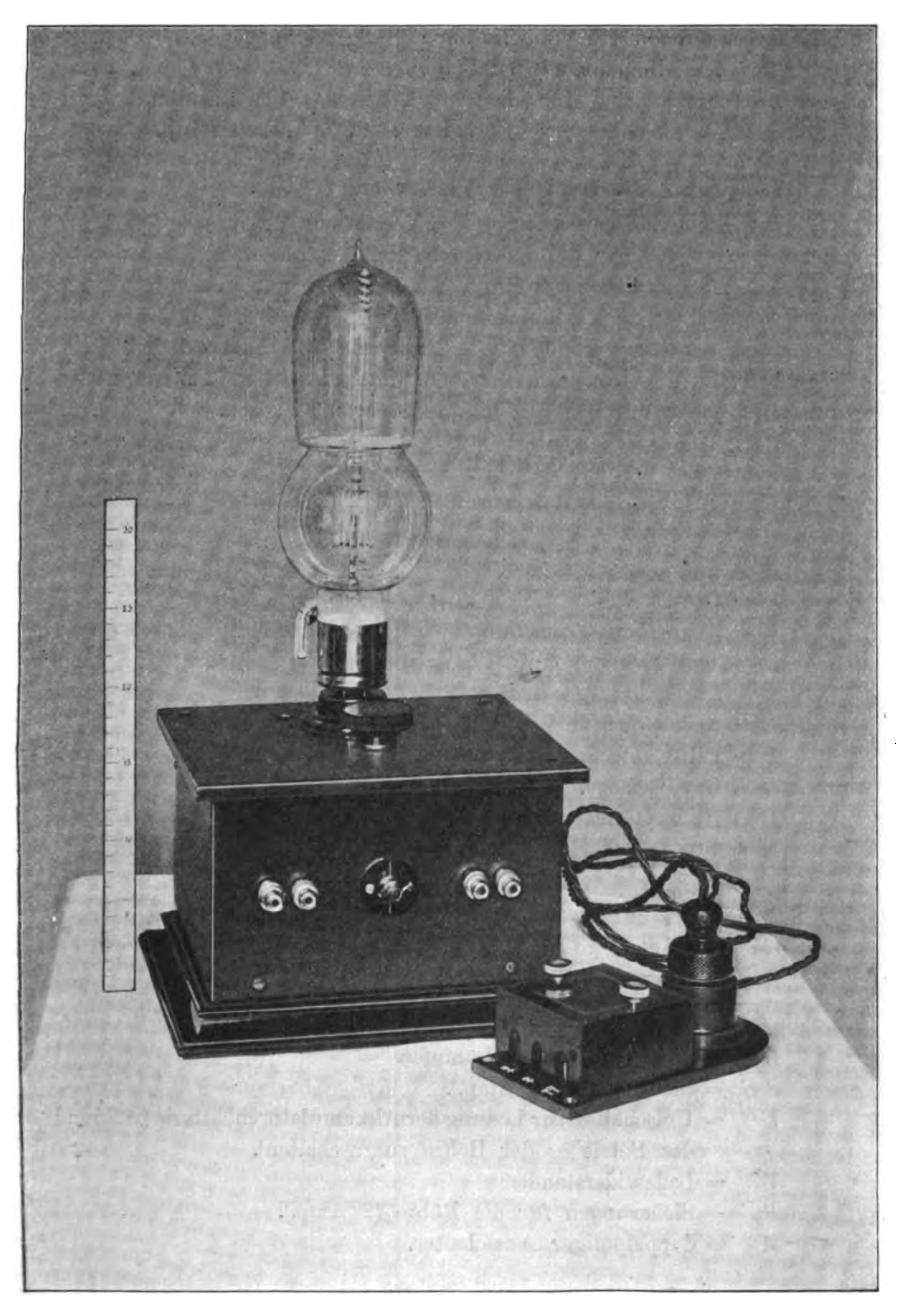


Fig. 1.

mit der ersteren durch eine flexible Leitung verbunden ist. Dasselbe ist außer dem dreipoligen Kontaktstöpsel mit drei Sicherungen, sowie den Anschlußklemmen für die beiden Stromquellen (Akkumulatorenbatterie 28—32 Volt, sowie Entladekreis 220 Volt) versehen.

B. Mehrfache Verstärkung (Fig. 2).

Die Eigenart der Schaltung des Verstärkers gestattet es, mehrere Röhren zur Erhöhung des Effektes in Reihe zu schalten.

Fig. 2 zeigt beispielsweise zwei Verstärker in Kaskadenschaltung, welche auf einer Apparatur vereinigt sind.

Eine derartige Kombination gestattet es, funkentelegraphische Signale, falls dieselben nicht eine ausnehmend geringe Lautstärke besitzen, in einem mittelgroßen Raum hörbar zu machen.

C. Schaltungsskizzen.

Allgemeines Schaltungsschema des Verstärkers (Fig. 3).

Zeichenerklärung:

A = Antenne.
K = Detektorkreis.
C = Koppelungs-Transformator zum Ladekreis der Röhre.
D = Transformator zur Übermittelung der verstärkten Ströme an das Telephon T.
E = Anode der Verstärkungsröhre.
F = Hilfselektrode der letzteren.
G = Oxydkathode.
B = Heizbatterie (28—32 Volt).
M = Stromquelle (220 Volt) für den Entladekreis der Röhre.

Schaltungsschema eines Verstärkers, bei welchem zur Speisung des Anodenkreises (220 Volt) Maschinenstrom zur Verwendung kommt (Fig. 4).

Zeichenerklärung:

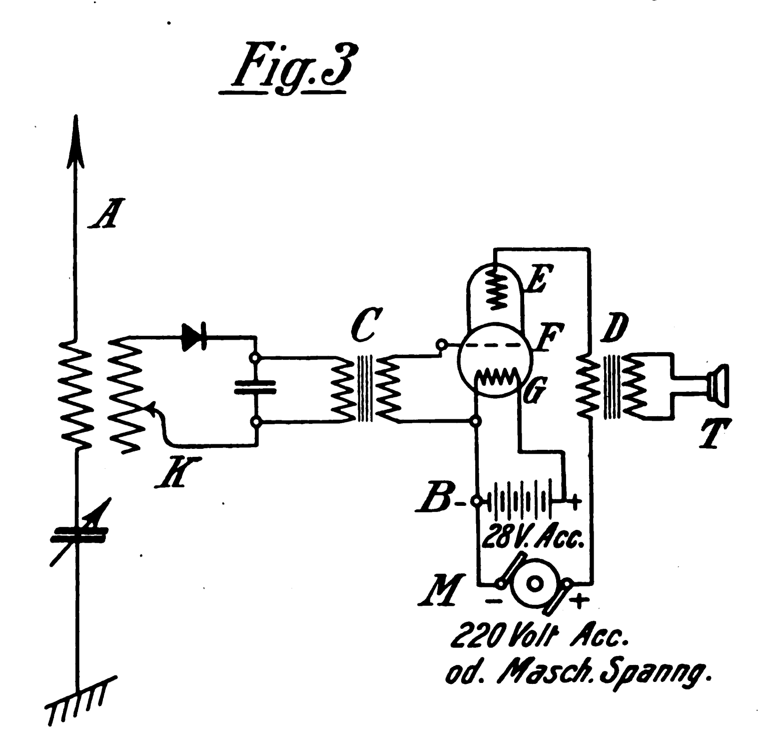
C = Kollektorgeräusch-Dämpfer.
$S_1 S_2$ = Sicherungen (6 Amp.).
U = Umschalter zur Ladung der Akkumulatorenbatterie (während des Betriebes der Röhre auszuschalten).
W = Ladewiderstand.
S_3 = Sicherungen für die Röhre (2 Amp.).
A = doppelpoliger Ausschalter.



Fig. 2.

In der Skizze ist gleichzeitig illustriert, wie die 28—32 Voltbatterie für den Brenner nach Außerbetriebsetzung der Röhre in einfacher Weise wieder aufgeladen werden kann. Die Drosselspule des Kollektorgeräusch-Dämpfers wird in diesem Falle während des Batterieladens kurzgeschlossen.

Die Akkumulatorenbatterie für den Brenner muß so groß dimen-



sioniert sein, daß dieselbe eine Entladestromstärke von 2 Amp. mehrere Stunden lang (je nach der beabsichtigten Betriebszeit des Verstärkers) zu leisten vermag.

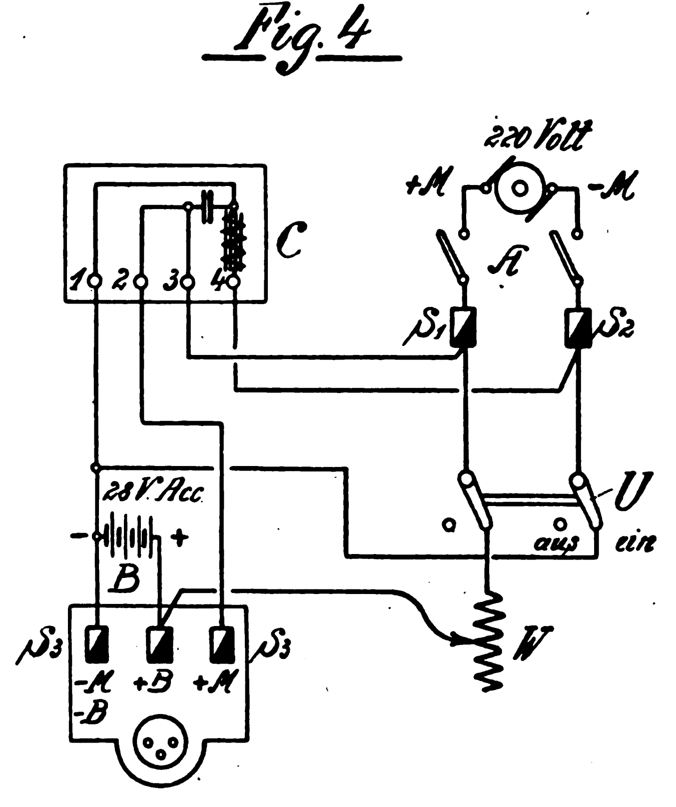
III. Hochfrequenzstärkung.

Zur Verstärkung von schnellen elektrischen Schwingungen (Hochfrequenzschwingungen) kann die Apparatur der Röhre nicht ohne weiteres verwendet werden. Es ist für diesen Zweck ein Zwischenstöpsel zu benutzen, dessen Gestalt und Anordnung aus Fig. 5 ersichtlich ist.

Fig. 5a zeigt den Zwischenstöpsel mit den zugehörigen Stöpselleitungen von oben gesehen.

Bei der Hochfrequenzverstärkung wird der Ladekreis der Röhre mit denjenigen Kontakten des Empfangsapparates verbunden, welche bei

Fig. 4



gewöhnlichem Empfang zum Detektor führen. Die Verbindung wird mittels eines einfachen Zwischenkontaktes und Stöpsels hergestellt. Die Stöpselbuchsen, in welche bei normalem Empfang das Kopftelephon eingesteckt wird, müssen in diesem Falle mittels eines Kurzschlußstöpsels leitend verbunden werden. Die im Anodenkreis zirkulierenden verstärkten Hochfrequenzschwingungen werden zunächst zu einer Koppelungsspule geführt, von dieser induktiv abgenommen und einem Schwingungskreise übermittelt, welcher den Detektor und das Kopftelephon enthält. Der Schwingungskreis kann eventuell durch einen zweiten Hörempfänger ersetzt werden.



Fig. 5.



Fig. 5a.

Da es bei der Verstärkung schneller Schwingungen sich als erforderlich herausgestellt hat, die Erhitzung des Brenners der Röhre in feineren Abstufungen regulieren zu können, ist in die Zuleitungen zu letzteren ein Regulierwiderstand von 5 Ohm zu schalten, welcher eine Stromstärke von ca. 2 Amp. verträgt. Die Zuleitungen zu diesem werden mit zwei Klemmen des Zwischenstöpsels verbunden (s. Fig. 5a). Das nachstehende Schaltungsschema (Fig. 6) zeigt die Leitungsführung bei der Hochfrequenzstärkung.

A. Schaltungsskizze.

Zeichenerklärung:

A = einen normalen Empfangsapparat.
K = einen Hilfsempfangskreis oder zweiten Empfänger mit Detektor und Telephon.
C = Koppelungsspule.
DE = Blockierungskondensatoren.
W = Regulierwiderstand für den Brenner ($W = 5\ \Omega$, 3 Amp.).
T = Telephon.

IV. Hoch- und Niederfrequenzverstärkung mit einer Röhre.

Der Verstärker gestattet es, die verstärkten Hochfrequenzschwingungen, welche im Telephon *T* als pulsierende Gleichströme zirkulieren, niederfrequenzseitig in derselben Röhre nochmals zu verstärken. Die Stöpselkontakte *P* des Telephons (s. Fig. 6) werden zu diesem Zweck mit den Stöpselkontakten *L* der Apparatur verbunden und das Telephon selbst in die Kontakte *O* eingefügt. Es lassen sich auf diese Weise Verstärkungen erzielen, welche das annähernd 100fache derjenigen Lautstärken betragen, mit welcher man ohne den Verstärker im Empfangsapparat *A* (d. h. bei normalem Empfang) zu rechnen hätte.

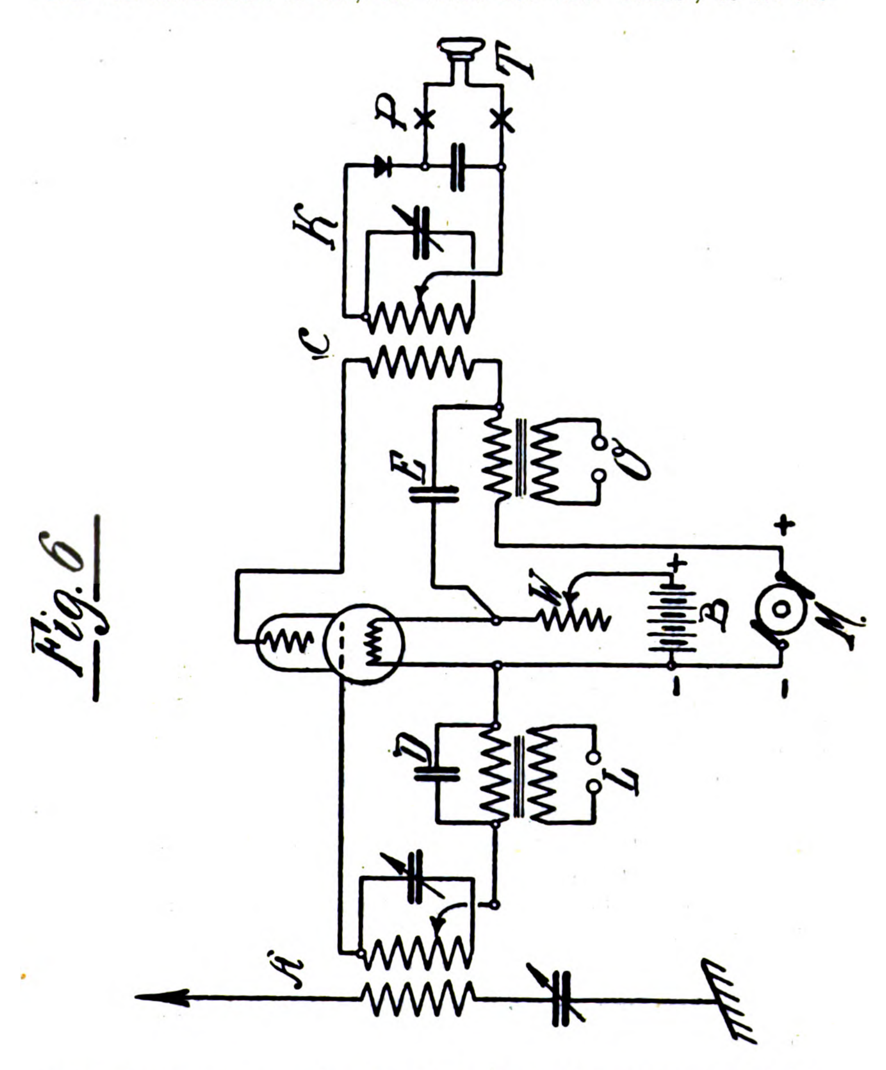
V. Anmerkung.

Da sich die Röhre nach dem Einschalten erst allmählich erwärmt und ihren Gleichgewichtszustand annimmt, empfiehlt es sich, dieselbe, besonders beim Verstärken sehr schwacher Ströme, einige Zeit vor der Benutzung einzuschalten.

Die Zimmertemperatur soll nicht unter 15° und nicht über 30° C betragen.

Wird der Brenner zu stark erhitzt bzw. die Anodenspannung am Regulierknopf zu hoch eingestellt, so können sich zischende Nebengeräusche im Telephon einstellen.

Ist nach dem Einschalten der Röhre der untere, kugelförmige Teil von Glimmlicht erfüllt, der obere Teil aber dunkel, so ist ent-



weder der Brenner zu schwach erhitzt, die Anodenspannung zu niedrig, oder es ist eine Unterbrechung im Entlade-(Anodenkreis) vorhanden. Die Erscheinung kann auch von einem mangelhaften Kontakt, einer defekten Sicherung o. dgl. herrühren.

Der Brenner (Oxydkathode) darf nicht stärker als bis zur Rotglut erhitzt werden.

Die Röhre gibt im allgemeinen die besten Verstärkungen, wenn der über der Gitterelektrode befindliche Kathodendunkelraum ca. 1 bis 2 cm hoch ist.

Die Röhren werden in zwei Typen, Schwachstrom- und Starkstromröhren, ausgeführt. Die Starkstromröhren unterscheiden sich von den Schwachstromröhren dadurch, daß die perforierten Aluminiumelektroden der ersteren noch mit einem feinmaschigen Drahtgitter versehen sind. Die äußeren Dimensionen der Röhren beider Typen sind, bis auf dieses Unterscheidungsmerkmal, dieselben. E.

(Eingesandt 15. März 1914.)

Wir entnehmen den „Verhandlungen der Kolonial-Technischen Kommission des Kolonial-Wirtschaftlichen Komitees" Nr. 1, 1913, folgenden Vortrag des Herrn K. Solff, Direktor der Telefunken-Gesellschaft:

A. Drahtlose Telegraphie in den Kolonien.

Als wichtigster Fortschritt nach dem letzten Referat vom April 1912 ist hier zu verzeichnen, daß nunmehr sämtliche deutschen Kolonien mit mindestens einer Station für drahtlose Telegraphie ausgerüstet sind. Diese Stationen, die im Auftrage und für das Kaiserliche Reichs-Postamt durch die Telefunken-Gesellschaft in den Jahren 1910/13 gebaut wurden, dienen in erster Linie dem Verkehr mit Schiffen, teilweise auch dem Überlandverkehr innerhalb einer Kolonie bzw. zwischen benachbarten Kolonien.

Eine kurze Zusammenstellung der gesamten Anlagen dürfte von Interesse sein.

I. Afrika.

Betrachten wir zunächst die afrikanischen Kolonien, so besitzt von diesen

a) Ostafrika

bereits drei Stationen, von denen zwei in Muansa und Bukoba am Victoria-See seit zwei Jahren den telegraphischen Verkehr zwischen diesen beiden Orten versehen.

Eine dritte Station ist im Laufe dieses Jahres in Daressalam eröffnet worden. Sie dient in erster Linie dem Schiffahrtsverkehr. Der Radius dieser Station über See beträgt 1000 bis 1500 km; es werden aber bei weitem größere Entfernungen zu besonders günstigen Zeiten (bei Dunkelheit) erzielt. Es sind Berichte eingelaufen, wonach unsere deutschen Postdampfer fast regelmäßig bis in Höhe des Kap Guardafui mit Daressalam in Verbindung bleiben. Nebenbei ist die Station auch in der Lage, mit der 900 km (Landstrecke) entfernten Station Muansa Telegramme zu wechseln.

b) Südwestafrika.

Hier befinden sich seit einem Jahre die beiden Küstenstationen Swakopmund und Lüderitzbucht im Betriebe. Ihre Aufgabe ist ebenfalls in erster Linie die Aufrechterhaltung des Verkehrs mit vorbeipassierenden oder einlaufenden Schiffen auf Entfernungen von 1000 km und mehr. Außerdem unterhalten die beiden Stationen eine direkte Verbindung unter sich auf etwa 500 km Entfernung (Landstrecke).

c) Kamerun.

In Kamerun befindet sich bei Duala eine Station derselben Reichweite wie Daressalam; sie ist über ein Jahr im Betriebe und dient ebenfalls hauptsächlich dem Schiffsverkehr auf Entfernungen von 1000 bis 1500 km. Es ist bereits mehrfach gelungen, zwischen Duala und Swakopmund, d. h. auf eine Entfernung von über 3000 km, nachts Verbindung herzustellen. Die Station Duala liegt an einer besonders ungünstigen Stelle; es machen sich dort die in den Tropen überall auftretenden luftelektrischen Störungen infolge der Nähe des Kamerunberges besonders unangenehm bemerkbar und erschweren häufiger als an anderen Orten den Betrieb.

Die Station Duala vermittelt ferner den Verkehr mit der gegenüberliegenden spanischen Station auf Fernando Po.

d) Togo.

Hier ist seit Anfang Oktober d. J. der Bau einer Küstenstation derselben Größe wie Duala und Daressalam in Togblekovhe — in der Nähe von Lome — in Angriff genommen, die im nächsten Frühjahr dem Betrieb übergeben werden soll. Diese Station ist in der Lage, außer mit Schiffen auch mit Duala direkt zu verkehren. Sie dient also als erste Station der Verbindung zweier benachbarter deutscher Kolonien in Afrika.

II. Deutsche Besitzungen in der Südsee.

Zur Herstellung einer Verbindung zwischen den wichtigsten Gouvernementssitzen bzw. Bezirksämtern des deutschen Südseegebietes wurde im Jahre 1912 die „Deutsche Südsee-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie" in Berlin mit einem Aktienkapital von 2,1 Millionen Mark gegründet. Dieser Gesellschaft, als deren Gründer die Deutsch-Niederländische Telegraphen-Gesellschaft in Köln und die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. zu gleichen Teilen zeichneten, übertrug das Kaiserliche Reichs-Postamt auf die Dauer von 20 Jahren die Konzession für den Betrieb der Linien Yap—Rabaul—Nauru—Samoa (s. Karte).[1]) (Daneben bleibt die bereits vorhandene, der Deutschen Südsee-Phosphat-Gesellschaft in Bremen gehörige Linie Yap—Angaur bestehen.) Das Reich zahlt der Gesellschaft eine jährliche Subvention, die eine normale Verzinsung des investierten Kapitals gewährleistet und hat dafür Anspruch auf 75 % der aus dem Telegrammverkehr fließenden Einnahmen.

Die beiden ersten Stationen des Netzes sollten in Yab und Rabaul im April d. J. eröffnet und dem Verkehr übergeben werden; die beiden nächsten Stationen in Nauru und Samoa ein Jahr später.

Da das Gebiet in und um Rabaul, wie überhaupt ganz Neu-Pommern, als Erdbebengebiet bekannt ist, so war besondere Vorsicht bei der Wahl des Stationsplatzes geboten, der naturgemäß als Baugrund für den Telefunkenturm von 125 m Höhe möglichst erdbebensicher sein sollte. Das Aufsuchen eines solchen Platzes beanspruchte mehr Zeit, als vorauszusehen war. Es wurde deshalb seitens des Reichs-Postamtes entschieden, daß die Station auf Nauru vor der in Rabaul in Angriff genommen werden solle. Hierdurch wurden Verschiebungen des bereits unterwegs befindlichen Personals und der Transporte bedingt, die natürlich den Bau der beiden ersten Stationen Yab—Nauru erheblich verzögerten. Es sind aber nunmehr die Arbeiten beendet und die Versuche, den Verkehr zwischen den beiden Stationen herzustellen, mit gutem Erfolge aufgenommen worden, so daß die offizielle Eröffnung und Inbetriebnahme der Linie Yap—Nauru in den nächsten Wochen zu erwarten ist.

In Rabaul und auf Samoa ist der Bau der beiden nächsten Stationen programmäßig in Angriff genommen worden. Da sich hierbei bisher wesentliche Schwierigkeiten nicht ergeben haben, ist zu hoffen, daß diese beiden Stationen und damit das gesamte Südseenetz in der ersten Hälfte des nächsten Jahres dem Verkehr übergeben werden können.

Die Südsee-Stationen, die Entfernungen von 3000 bis 4000 km

überbrücken müssen, sind gegenüber den Afrika-Stationen, die in erster Linie dem Schiffsverkehr auf 1000 bis 1500 km dienen, schon als ziemlich große Anlagen zu bezeichnen. Die Turmhöhe beträgt 125 m, die primäre Kraftquelle etwa 75 PS., woraus der Antenne eine Schwingungsenergie von 25 bis 35 KW. zugeführt wird. Eine kleinere Zusatzstation von 5 KW. dient in erster Linie dem Schiffsverkehr und bildet eine Betriebsreserve.

Nach Eröffnung der vier Stationen werden die bisherigen Verkehrskalamitäten in unserem Südsee-Schutzgebiet im wesentlichen behoben sein. Das funkentelegraphische Netz ist in Yap an die Kabel der Deutsch-Niederländischen Telegraphen-Gesellschaft und so über Niederländisch-Indien einerseits und über das amerikanische Pacific-Kabel via Guam andererseits an den Weltverkehr angeschlossen, während ein dritter Strang Yap mit Shanghai verbindet.

III. Tsingtau.

In unserem Schutzgebiete an der Kiautschou-Bucht befindet sich bereits seit einigen Jahren eine dem dortigen Gouvernement unterstellte Telefunkenstation, die in erster Linie dem Verkehr mit unserem dortigen Geschwader dient. Diese Station hat nach Fertigstellung der Anlage auf Yap Versuche gemacht, eine direkte Verbindung mit dem Südseenetz bei Nacht herzustellen. Die Versuche haben ergeben, daß eine solche Verbindung — wenn auch nicht regelmäßig, so doch unter günstigen Umständen — jetzt schon möglich ist. Die Herstellung einer regelmäßigen Verbindung würde den Bau einer größeren Station in Tsingtau bedingen, deren Bewilligung wohl nur eine Frage der Zeit ist.

B. Drahtlose Telegraphie mit den Kolonien.

I. Deutschland—Afrika.

Die Frage der Herstellung einer direkten drahtlosen Verbindung mit Afrika ist im Laufe des letzten Jahres um einen guten Schritt weitergebracht und damit ihrer definitiven Lösung nahegeführt worden.

Nachdem die in den früheren Referaten erwähnten Versuche zwischen der Telefunkenstation Nauen und einer provisorischen Station in Togo ergeben haben, daß die Herstellung einer direkten Verbindung über diese 5200 km betragende, sehr schwierige Strecke tatsächlich möglich ist, hat das Kaiserliche Reichs-Postamt der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie eine Konzession zur Herstellung einer solchen Verbindung zwischen Deutschland und den afrikanischen Kolonien Togo, Deutsch-Südwest- und Deutsch-Ostafrika und dieser Kolonien

unter sich erteilt. Die Gesellschaft hat die zur Ausführung dieser Konzession erforderlichen Großstationen im Laufe des letzten Jahres in Angriff genommen, und zwar sind in Bau bzw. teilweise bereits ausgebaut:

a) Die Großstation Nauen.

Diese Station ist im Laufe des letzten Jahres an die Überland-Zentrale des Kreises Osthavelland angeschlossen worden und verfügt damit über eine beliebig große primäre Kraftquelle. Die Gesellschaft hat hiernach die Primärenergie der Station auf rund 300 KW. erhöht, wovon 100 KW. der Antenne als Schwingungsenergie zugeführt werden. Zur Aufnahme dieser gewaltigen Energie ist an Stelle der früheren 200 m hohen Schirmantenne ein langgestrecktes, L-förmiges Antennengebilde vorgesehen und nach und nach ausgebaut worden. Es besteht augenblicklich aus fünf Türmen, von je 120 m Höhe, die ein mit seiner Spitze nach Togo gerichtetes gleichschenkeliges Dreieck bilden. Die Seitenlänge dieses Dreiecks beträgt etwa 1 km. Der weitere Ausbau der Antenne ist so geplant, daß etwa im Mittelpunkt des Dreiecks zur Hebung des für die Fernwirkung wichtigsten horizontalen Teiles der Luftdrähte noch ein Turm von 250 m Höhe errichtet wird. Ferner wird die Zahl der Seitentürme noch um zwei weitere vermehrt werden. Es wird so nach vollendetem Ausbau ein Luftleitergebilde von etwa 2 km Gesamtlänge und 200 m mittlerer Strahlungshöhe erzielt, das, in der Nord-Südrichtung orientiert, auch in der Lage ist, dem Verkehr mit Nordamerika zu dienen.

b) Togo.

In Togo ist inzwischen mit dem Bau der Gegenstation zum Verkehr mit Nauen begonnen worden. Das Luftleitergebilde der Station nähert sich seiner Vollendung. Es hat eine ähnliche Form und Höhe wie das von Nauen, nur fehlt der Mittelturm von 250 m Höhe, der in Nauen hauptsächlich mit Rücksicht auf eine mehrseitige Verwendung der Station (z. B. auch zum Verkehr mit Nordamerika) als erforderlich erachtet wird. Die Energie der Station Togo ist genau so groß bemessen, wie die von Nauen, nämlich auf rund 100 KW. schwingender Antennenenergie. Die mehrjährigen, außerordentlich mühevollen und kostspieligen Versuche auf dieser Strecke haben ergeben, daß zur Herstellung einer den Ansprüchen des öffentlichen Verkehrs genügenden Verbindung auf eine Entfernung von über 5000 km stets mit einem enormen Sicherheitsfaktor, d. h. mit großem Energieüberschuß gerechnet werden muß.

c) Südwestafrika.

In Südwestafrika befindet sich bei Windhuk die Station im Bau, die dazu dienen soll, diese Kolonie über Togo mit Nauen—Deutschland zu verbinden. Der Luftleiter ist ähnlich dem in Togo und Nauen; die Energie beträgt dagegen etwas weniger, nämlich 80 KW. (in der Antenne), da die zu überbrückende Entfernung nur etwa 4000 km beträgt.

Die Linie Deutschland—Togo—Südwestafrika mit den Stationen Nauen, Atakpame und Windhuk wird im Mai 1914 ihren Probebetrieb beginnen und soll drei Monate später dem öffentlichen Verkehr übergeben werden. Die Station Atakpame wurde von Seiner Exzellenz dem Herrn Staatssekretär des Reichs-Kolonialamts Dr. Solf gelegentlich seiner letzten Afrikareise besucht und eingehend besichtigt.

d) Ostafrika.

Für das nächste Etatsjahr ist der Bau einer Großstation in Deutsch-Ostafrika (bei Tabora) geplant, die zunächst die Verbindung mit Togo einerseits und mit Südwestafrika andererseits herstellen soll. Mit dem Ausbau dieses sogenannten afrikanischen Dreiecks — bestehend aus den Stationen Windhuk, Tabora und Atakpame — wäre dann über letztere Station, die wieder mit Duala in Verbindung steht, unser gesamter afrikanischer Kolonialbesitz unter sich und mit Deutschland verbunden und damit das längst als notwendig erkannte Problem der direkten Verbindung unserer Kolonien mit dem Mutterlande an einer der wichtigsten Stellen gelöst!

II. Deutschland—Südsee—Tsingtau.

Ein direkter Anschluß des im ersten Teil näher beschriebenen deutschen Südseenetzes an das Mutterland wäre vielleicht vermittels einer Zwischenstation in Niederländisch-Indien (Sumatra) zu erreichen, die den Anschluß an Deutsch-Ostafrika und von hier über Togo nach Nauen vermittelt.

Eine derartige Verbindung ist technisch durchaus möglich, obwohl hierbei die Strecke Sumatra-Ostafrika — etwa 8000 km — zu überbrücken wäre. Bedenklich ist dabei nur, daß wir auf eine Zwischenstation in Sumatra, d. h. auf nichtdeutsches Gebiet angewiesen sind, wodurch eine derartige Verbindung für den Ernstfall an Wert sehr verlieren würde.

Es dürfte bekannt sein, daß England vor kurzem die ersten Schritte zum Ausbau seines lange geplanten und hier bereits mehrfach

besprochenen weltumfassenden Netzes von drahtlosen Stationen (der berühmten All-Red-Linie) getan hat. Es sind zunächst die drei ersten Großstationen für England, Ägypten und Englisch-Ostafrika der Marconi-Gesellschaft in Auftrag gegeben, denen drei weitere für Südafrika, Vorderindien und Malakka demnächst folgen werden. Die Bauzeit ist für jede Serie von drei Stationen auf ein Jahr normiert.

Es ist über dieses englische Weltnetz in den Zeitungen in letzter Zeit sehr viel geschrieben worden, weil in den Parlamentsverhandlungen die Art und Weise, wie der Kontrakt zwischen dem englischen Post Office und der Marconi-Gesellschaft zustande kam, beanstandet und teilweise scharf angegriffen wurde. Diese Parlamentsverhandlungen mit ihren nachfolgenden Untersuchungen und Begutachtungen durch Sonderkommissionen haben den Ausbau der All-Red-Linie um mehr als ein Jahr verzögert. Inzwischen ist noch eine Reihe ähnlicher Weltprojekte aufgetaucht, so z. B. das eines rein französischen Netzes, vermittels dessen sämtliche französischen Kolonien in Afrika, Asien und Amerika mit dem Mutterlande und untereinander direkt verbunden werden sollen. Desgleichen planen die Vereinigten Staaten den Anschluß ihrer Besitzungen im Stillen Ozean über Hawai—Panama an das Heimatland und haben mit bekannter Energie bereits die ersten Schritte zur Verwirklichung dieses Projektes getan.

Betrachtet man alle diese Pläne vom deutschen Standpunkt aus, so steht jedenfalls fest, daß — wenn es unserer Diplomatie gelingt, uns ähnlich dem Landungsrecht für Kabel das Recht zum Bau von drahtlosen Stationen in befreundeten Staaten zu sichern — wir trotz der hierfür nicht besonders günstigen Verteilung unseres überseeischen Besitzes in der Lage sind, bei dem Wettrennen um eine neue Phase des Weltverkehrs auch einen Platz zu belegen. Das deutsch-afrikanische Netz kann durch eine Ausdehnung nach Westen hin in Verbindung gebracht werden mit den wichtigsten Republiken in Südamerika, insbesondere Brasilien und Argentinien. Er läßt sich, wie oben bereits erwähnt, nach Osten hin über Sumatra unter Benutzung des Südseenetzes andererseits eine Verbindung quer durch den Stillen Ozean (ev. mit einer Relais-Station auf einer der östlichsten Südseeinseln) mit Amerika herstellen, womit ein die Erde umspannender Kreis drahtloser Linien rein deutschen Systems gebildet wäre. Natürlich könnte auf dem Wege gegenseitiger Verständigung, wie eine solche zwischen Marconi und Telefunken bereits besteht, der Anschluß der verschiedenen Netze untereinander geregelt und damit einem Tarifkampfe und ähnlichen den Verkehr hemmenden Erscheinungen vorgebeugt werden.

Die bisher gegen die technische Ausführbarkeit derartiger Pläne gehegten Bedenken sind ja wohl definitiv behoben und haben einem gewissen, etwas weitgehenden Optimismus Platz gemacht, der mit dem Schlagwort der Hochfrequenzmaschine alle Zweifel zerstreut. Insbesondere ist in den deutschen Zeitschriften die Nachricht, daß Marconi die Hochfrequenzmaschine des deutschen Systems Goldschmidt durch Vermittelung einer französischen Gesellschaft, der Compagnie Universelle del Télégraphie sans fil in Paris, angekauft und somit diese wichtige Erfindung in den Besitz Englands gebracht habe, viel kommentiert worden.

Man hat behauptet, daß die Engländer uns wiederum eine wichtige technische Errungenschaft gewissermaßen vor der Nase weggeschnappt, und dadurch Deutschland gegenüber in der Beherrschung der neuen Verkehrslinien des Weltmeeres einen nicht wieder einzuholenden Vorsprung erlangt hätten. Es ist nicht zu bestreiten, daß der Ankauf der französischen Gesellschaft und damit der dieser gehörigen Goldschmidtschen Patente der Hochfrequenzmaschine ein geschäftspolitisch sehr zweckmäßiger Schritt der Marconi-Gesellschaft war. Hat sie doch dadurch ihr erprobtes System ergänzt durch eine vielversprechende Neuerung, die sie in die Lage versetzt, allen künftigen Ansprüchen ihrer Auftraggeber und der Verkehrsentwickelung zu genügen. Es ist aber falsch, daraus zu schließen, daß wir in Deutschland deshalb in das Hintertreffen gekommen seien. Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie besitzt ebenfalls eine Hochfrequenzmaschine, eine Erfindung des Grafen Arco, die ihre technische Leistungsfähigkeit bereits bewiesen und sich der Goldschmidtschen als mindestens ebenbürtig gezeigt hat. Diese Maschine hält sogar augenblicklich den Weltrekord, da Telefunken mit ihr als erste den Atlantischen Ozean zwischen Berlin und New York in beiden Richtungen überbrückt hat, und zwar sind dabei Auszüge aus Zeitungsberichten — mehrere hundert Worte — von beiden Stationen übermittelt und beiderseits richtig aufgenommen worden. Der Verkehr fand sowohl bei Nacht als auch bei Tage und ferner zu den Zeiten statt, in welchen auf der einen Hälfte der 6500 km langen Strecke Helligkeit, auf der anderen Dunkelheit vorherrschte. Das deutsche Telefunkensystem ist also in der Lage, technisch durchaus dasselbe zu leisten wie die Marconi-Gesellschaft, sobald es sich herausstellt, daß tatsächlich der Hochfrequenzmaschine der Vorrang bei Ausführung der großen Überseeverbindungen gebührt.

Die bisher auf den großen Versuchsstationen Nauen—Togo und Nauen—Sayville (N. Y.) gemachten Erfahrungen lassen in dieser Be-

ziehung folgende vorläufige Schlußfolgerung zu: Bei Tage, d. h. bei Helligkeit, ist bekanntlich die elektrische Durchlässigkeit der Luft geringer als bei Dunkelheit; infolgedessen machen sich auch die atmosphärischen Störungen — soweit sie auf elektrischer Fernwirkung beruhen — weniger bemerkbar, während die Absorption der ausgestrahlten Energie unterwegs zunimmt.

Die Mittel, diese Verluste auszugleichen, sind einmal lange Wellen (8 bis 10 km) und zweitens großer Energieüberschuß. Beides liefert die Hochfrequenzmaschine, weshalb sie voraussichtlich am Tage auf ganz große Entfernungen anderen Methoden überlegen sein wird.

Bei Nacht, d. h. bei Dunkelheit, wächst die elektrische Durchlässigkeit der Luft und damit die Stärke der atmosphärischen Störungen, während die Absorption geringer ist. Die Mittel, die hier Erfolg versprechen, sind kleinere Wellen (3 bis 5 km), weil diese keine so gewaltigen Empfangsantennen, die auf alle Fernstörungen besonders stark reagieren, bedingen, und absolute Konstanz der Energie und des Tones. Beides liefert das System der „tönenden Löschfunken".

In einer Kombination beider in der Form, daß bei Helligkeit mit der „Hochfrequenzmaschine", bei Dunkelheit mit „tönenden Funken" gearbeitet wird, liegt also voraussichtlich die Lösung des 24 Stundenverkehrs auf große Entfernungen, und beiden Methoden stehen Telefunken hierfür zur Verfügung.

Die technischen Mittel sind also vorhanden, um auch bei uns den höchstgestellten Anforderungen zu genügen. Es handelt sich lediglich darum, durch eine weit ausschauende Politik die Wege zu ebnen und die erforderlichen pekuniären Mittel aufzubringen, die es ermöglichen, derartige Großstationen zum Verkehr der Weltteile unter sich zu erbauen und die damit geschaffenen Verbindungen lebensfähig zu gestalten und zu erhalten. E.

(Eingesandt 15. März 1914.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Egbert von Lepel in Berlin-Wilmersdorf hat ein D. R. P. Nr. 270658 erhalten auf eine Schaltung zur periodischen Unterbrechung eines Hochfrequenzstromes, der durch eine Löschfunkenstrecke o. dgl. erzeugt wird. Das Wesen dieser Schaltung besteht darin, daß die periodischen Unterbrechungen durch einen Schwingungskreis langsamer Frequenz gesteuert werden, welcher von einem Teile des Kondensators

des Hochfrequenzkreises abgezweigt ist. Zu diesem Zwecke besteht die Kondensatorbatterie dieses Kreises aus mindestens zwei in Reihe geschalteten Kondensatoren (*c* und *d* in Fig. 1); einem oder einer Gruppe von solchen (*c*) ist eine Spule *t* parallel geschaltet. Diese Anordnung wirkt so, daß die hochfrequenten Schwingungen des Kreises *c*, *d*, *s* in Gruppen zerlegt, also tönend werden. Die Höhe des Tones ist einerseits von der Selbstinduktion der Spule *t*, andererseits von der resultierenden Kapazität der beiden Kondensatoren abhängig und

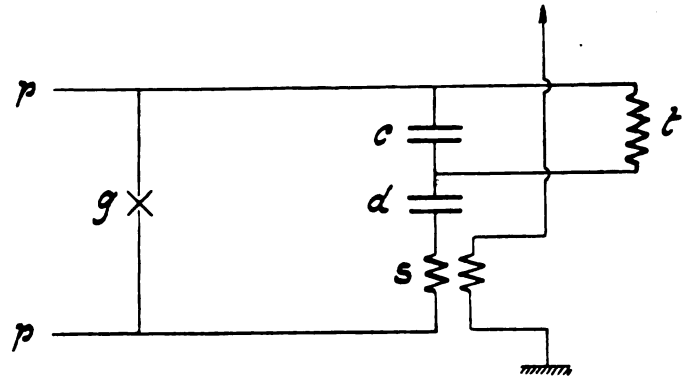


Fig. 1.

kann mit Hilfe dieser elektrischen Größen z. B. unter Anwendung einer Klaviatur geändert werden. Der Vorteil dieser neuen Schaltung besteht darin, daß man keinen besonderen Kondensator für den Tonfrequenzkreis benötigt. Die Anlage wird somit einfacher und billiger. Bemerkenswert ist außerdem, daß der Schwingungskreis niedriger Frequenz im Gegensatz zu derjenigen bekannten Tonkreisschaltung, bei der der Hochfrequenzkreis und der Niederfrequenzkreis beide parallel zum Schwingungserzeuger liegen, nicht für sich erregt werden kann. Falls als Betriebsstrom statt Gleichstrom ein Wechselstrom technischer Frequenz verwendet wird, schwankt die gesamte Hochfrequenzenergie auch noch im Tempo dieser langsamen Schwingungen, und man erhält im empfangenden Telephon einen Ton wie von einer Schrillpfeife. Bekanntlich werden tönende Schwingungen auch in der Weise erzeugt, daß zum Betriebe einer Löschfunkenstrecke oder eines Lichtbogens ein Wechselstrom von Tonfrequenz benutzt wird. In diesem Falle kann die neue Schaltung zur Verbesserung des Tones dienen, wenn der Niederfrequenzkreis auf die Tonhöhe der Wechselstromdynamo abgestimmt ist.

Das D. R. P. Nr. 270766 von Dr. Guido Moeller in Berlin schützt ein Starkstrommikrophon für die Zwecke der Telephonie mit und ohne fortlaufenden Draht. Es besteht aus einer Vakuumröhre (*f* in Fig. 2) mit veränderlicher Halbkontaktoxydkathode (*n*), die auf einer Membran (*g*) derart angebracht ist, daß die Röhre und damit die leicht bewegliche als Mikrophon ausgebildete Oxydkathode (*n*) beim Stromdurchgang durch die Schwingungen der Membran ihre Oberfläche und Temperatur ändert, wodurch in dem Entladungsstrom, der die Röhre passiert, den Tonschwingungen entsprechende Variationen der elek-

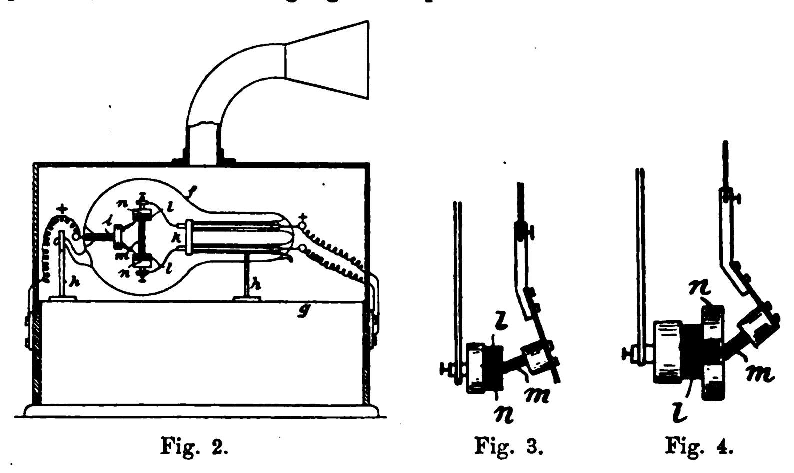


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

trischen Entladung hervorgerufen werden. Die veränderliche Halbkontaktoxydkathode ist dabei als Kohlenmikrophon ausgebildet, derart, daß die das Mittelstück tragenden Kohlenklötzchen oder das Mittelstück selbst in geeigneter Weise mit einem wirksamen Oxyd versehen sind, das beim Wackeln des Kohlenstäbchens und der beim Stromdurchgang dadurch hervorgerufenen Änderung der Temperatur der Halbkontaktstellen seine Temperatur ändert. Die Halbkontaktoxydkathode kann auch, wie in Fig. 3 u. 4 dargestellt ist, aus Kohlen- bzw. Graphitscheibchen oder Kohlenklötzchen (*n*) und einem sich lose dagegen anlehnenden Kupferklötzchen oder Kupferzylinderchen (*m*) bestehen.

Eine Detektor- oder Tickerschaltung betrifft das D. R. P. Nr. 271195 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Die bisher bekannten Ticker bei der drahtlosen Telegraphie sind entweder durch Uhrwerk oder nach Art der elektrischen Selbstunterbrecher betrieben worden. Der erstere Antrieb hat den Nachteil, daß

die Feder leicht aus dem Gleichgewicht kommt, sobald sie Kontaktarbeit zu leisten hat, und dann sofort verstimmt wird. Man kann infolgedessen mit einer Feder keine nennenswerte Kontaktarbeit übertragen. Die zweite Antriebsart gestattet keine großen Geschwindigkeiten, da die an sich kleinen Schwingungsamplituden mit der Zahl der Unterbrechungen rasch abnehmen. Um diese Nachteile der bisherigen Anordnungen zu vermeiden, erfolgt bei der Detektor- oder Tickerschaltung nach D. R. P. Nr. 271195 der Antrieb des Unterbrechers zwangläufig durch Wechselströme hoher Periode, d. h. durch einen Wechselstrom von etwa 500 bis 2000 Perioden. Ein solcher Unterbrecher kann außerhalb seiner Eigenschwingung arbeiten, da er zwangläufig von der Wechselstromkurve mitgenommen wird und aus demselben Grunde beliebig große Energien übertragen kann. Durch die Vergrößerung der Unterbrechungszahl, die man durch Verwendung des vorliegenden Prinzips leicht erreichen kann, kann man außerdem die Energie besser akkumulieren und auch einen größeren Kontaktdruck erzielen.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 271059 eine Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie schützen lassen, bei der eine an einer erhitzten Kathode dauernd ionisierte Gasstrecke von den elektrischen Schwingungen beeinflußt wird, und zwar bestehen die Merkmale dieser Anordnung darin, daß die durch einen Hilfsstrom in an sich bekannter Weise verstärkten Schwingungen durch einen besonderen Gleichrichter erkennbar gemacht werden. Diese Anordnung ist in Fig. 5 dargestellt. *a* ist die Vakuumröhre, welche in ihrem Inneren die von der Batterie *b* geheizte Oxydkathode *c*, die Anode *d* und die zweckmäßig in Form eines Netzes oder Gitters ausgebildete Hilfsanode *e* trägt. Die von dem Luftleiter *f* in der Spule *g* erregten Schwingungen beeinflussen den von der Batterie *h* kommenden Gleichstrom in der Weise, daß sie den zwischen der heißen Kathode *c* und der Hilfsanode *e* fließenden Ionenstrom nach der einen Richtung hin verstärken, während sie dem Strom nach der anderen Richtung hin entgegenwirken. Hierdurch erfährt aber nicht allein der zwischen *c* und *e* liegende Teil der Strombahn eine entsprechende Veränderung, sondern der ganze, zwischen der Kathode *c* und der Anode *d* mit dem Strom der Batterie *i* fließende Ionenstrom wird im Rhythmus der Schwingungen beeinflußt. Es pulsiert demnach zwischen den Punkten *c* und *d* ein hochfrequenter Wechselstrom, dessen Amplitude größer ist wie die ursprüngliche der Schwingungen, weil sie von der Größe der angelegten Hilfsspannung zwischen den Punkten *c* und *d* abhängig ist. Bei den bisher bekannten Schaltungen wurde in dem die Strom-

quelle *i* enthaltenden Kreise das Telephon oder ein empfindliches Gleichstrominstrument eingeschaltet. Es ist jedoch ersichtlich, daß bei einer derartigen Anordnung die Relaiswirkung der Röhre gar nicht zur Geltung kommen konnte, weil die hochfrequenten elektrischen Schwingungen bekanntlich solche Instrumente direkt nicht beeinflussen können. Zum Nachweis der Schwingungen kam demnach bisher nur die verhältnismäßig geringe unipolare Leitfähigkeit solcher Gasstrecken in Betracht. Nach vorliegender Erfindung wird die Relaiswirkung solcher Vakuumröhren dadurch ausgenutzt, daß ein besonderer Detektor zur Gleichrichtung der Schwingungen hinzugenommen wird. In dem angegebenen Schaltungsbeispiel geschieht das dadurch, daß die verstärkten Wechselstromimpulse mit Hilfe des Transformators *k* auf einen besonderen Empfangskreis übertragen werden und hier durch den Detektor *l* gleichgerichtet werden, so daß sie in dem Telephon *m* zur Wirkung gelangen. Während also bei den bisher bekannten Einrichtungen nur die unipolare Leitfähigkeit der durch die Heizelektrode ionisierten Gasstrecke benutzt worden war, um die elektrischen Schwingungen in Gleichströme (Pulsströme) umzuformen und damit für den Nachweis mittels des Telephons oder eines Gleichstrominstrumentes geeignet zu machen, wird bei der Anordnung D. R. P. Nr. 271059 nicht die Ventilwirkung solcher Vakuumröhren zum Nachweis der elektrischen Schwingungen benutzt, sondern die Vakuumröhre dient nur dazu, die elektrischen Schwingungen zu verstärken, ohne daß es auf eine Änderung ihrer Kurvenform infolge der Ventilwirkung ankommt. Es geschieht demnach der Nachweis der elektrischen Schwingungen nicht, wie bei den bekannten Einrichtungen, durch die Vakuumröhre selbst, sondern durch besondere Indikatoren, wie z. B. durch Thermozellen oder elektrolytische Gleichrichter.

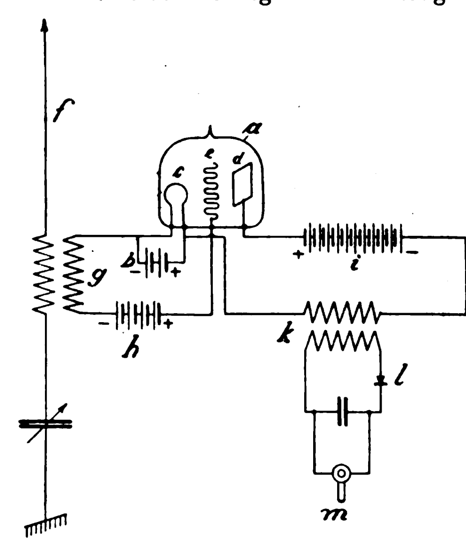


Fig. 5.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 270311 eine

Verbesserung und weitere Ausgestaltung ihrer durch D. R. P. Nr. 243417 (vgl. Jahrb. **6**, S. 99) geschützten Anordnung zur Verstärkung von Stromschwankungen geringer Amplitude schützen lassen. Bei der in dem genannten Hauptpatent geschützten Konstruktion ist der Anker in einem Drahtsystem eingespannt, das eine Vorrichtung zur Veränderung der Spannung enthält, bestehend aus einer Schraube, die einen Schlitten zu verschieben gestattet. Durch Verdrehen dieser Schraube kann die Spannung des Drahtes und damit die Tonhöhe und Schwingungszahl des Ankers verstellt werden. Diese Anordnung hat jedoch noch gewisse Nachteile. Es läßt sich nicht vermeiden, daß gleichzeitig mit der Veränderung der Drahtspannung die feinen Mikrophonkörner verlagert und verquetscht werden, wodurch eine Verstellung des Mikrophons eintritt. Ferner verursacht das Verstellen der Spannschraube in dem empfindlichen Mikrophon so starke Geräusche, daß sich ein genaues Einstellen schwer erreichen läßt. Die Vorrichtung gemäß dem Zusatzpatent Nr. 270311 gestattet eine Veränderung der Tonhöhe ohne die eben erwähnten Nachteile. Die Erfindung besteht darin, daß die Änderung der Tonhöhe durch Veränderung des Abstandes zwischen dem in das Drahtsystem eingebauten Anker und dem Magneten erfolgt. Es hat sich nämlich durch Versuche herausgestellt, daß durch Veränderung des Ankerabstandes die Schwingungszahl des letzteren und dadurch die Tonhöhe innerhalb beträchtlicher Grenzen verändert werden kann, und zwar werden die Schwingungen innerhalb gewisser Grenzen um so langsamer, je mehr man den Anker dem Magneten nähert, und umgekehrt. Es ist dieses eine Erscheinung, die man um so weniger vermuten konnte, als der Anker an der auf einem bestimmten Ton abgestimmten Drahtschleife befestigt ist. Die Änderung des Abstandes zwischen Anker und Magneten kann auf verschiedene Weise erfolgen, z. B. mittels Druckschraube und Feder oder durch Verdrehen von Exzentern o. dgl.

Leonid Gabrilovitch in St. Petersburg hat sich durch D. R. P. Nr. 269304 ein Verfahren und eine Vorrichtung zum gleichzeitigen Senden und Empfangen von drahtlosen Telegrammen vermittels derselben Antenne schützen lassen. Das Verfahren besteht darin, daß für die Zeit, während welcher in der Antenne Sendeschwingungen vorhanden sind, der in den offenen Schwingungskreis eingeschaltete Teil des Empfängers kurzgeschlossen ist und die Wirkung des eben erwähnten Teiles des Empfängers auf den Detektorkreis vollends dadurch aufgehoben wird, daß ein diesem Teile identischer, an die Antenne geschalteter (oder mit dem Erregungskreis gekoppelter) Kreis in dem

Detektorkreis einen Strom induziert, welcher dem von dem Empfänger induzierten Strome gleich stark und entgegengerichtet ist. Die zur Ausführung dieses Verfahrens dienende Vorrichtung ist in Fig. 6 dargestellt. Vermittels zweier Relais (23 und 24), welche in die Speiseleitung der Funkenstrecke 17 in Serie oder parallel mit letzterer eingeschaltet sind, wird vor dem Durchschlagen des Funkens für sehr kurze Zeit an Luftleiter und Erde die kurzgeschlossene Spule (4) (oder das durch 15 kurzgeschlossene System 4—6) angeschaltet. Hierdurch wird im Empfängerkreis (10—13—11—12) ein Strom induziert, welcher dem von der Spule (3) induzierten Strom gleichphasig, gleich stark und entgegengerichtet ist. Zugleich wird aber auch die Unterbrechung (U_2) im Drahte (16) geschlossen, also die Spule (3) (oder das System Spule 3 — Kondensator 5) kurzgeschlossen.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 270377 einen Schwingungskreis mit einer kontinuierlich veränderlichen und einer stufenweise veränderlichen elektrischen Größe schützen lassen. Es werden in der drahtlosen Telegraphie für verschiedene Zwecke, so z. B. für die Sender oder für Apparate zur Wellenmessung, Schwingungskreise benutzt, in denen die elektrischen Größen, Kapazität und Selbstinduktion, veränderlich sind, wobei in der Regel die eine dieser beiden Größen eine kontinuierliche, die andere dagegen eine stufenweise Variation gestattet. Ist ein solcher Schwingungskreis geeicht, so wird die Ablesevorrichtung meistens so eingerichtet, daß jeder Stufe der stufenweise veränderlichen Größe eine besondere Skala für die kontinuierlich veränderliche Größe zugeordnet ist. Man hat also bei der Ablesung jedesmal die der betreffenden Stufe entsprechende Skala zu wählen. Hierbei können leicht Irrtümer vorkommen, namentlich dann, wenn die verschiedenen Skalen unmittelbar nebeneinanderliegen. Durch die Anordnung nach D. R. P. Nr. 270377 sollen nun derartige Irrtümer in der Ablesung unmöglich gemacht werden. Erreicht wird dies dadurch, daß die Ablesevorrichtung oder ihre einzelnen Teile, Zeiger oder Skala, so mit der Einstellvorrichtung für die stufenweise veränderliche Größe durch geeignete Zwischenglieder verbunden ist, daß bei jedesmaliger Einstellung einer bestimmten Stufe eine selbsttätige Umstellung der Ablesevorrichtung auf die entsprechende Skala erfolgt, so daß das Aufsuchen der jeweiligen Skala durch den Ablesenden nicht mehr erforderlich ist. In Fig. 7 ist eine beispielsweise Ausführung dargestellt für einen Schwingungskreis, in dem die Kapazität stufenweise und die Selbstinduktion kontinuierlich verändert werden können. Die Einstellvorrichtung für

die verschiedenen Stufen der Kapazität besteht beispielsweise aus einer Kontaktreihe mit der Zahl der Stufen entsprechenden Kontakten a_1, a_2 ... und einem darüber streichenden Kontakthebel b. Die veränderliche Selbstinduktion ist beispielsweise durch ein Variometer gegeben, mit den beiden Spulenscheiben c und d. Mit der drehbaren Spule des letzteren ist die Ringskala e verbunden, die bei der Drehung sich unter dem Zeiger f bewegt. Die Skala e ist mit so viel nebeneinanderliegenden einzelnen Skalen e_1, e_2 ... versehen, als Stufen

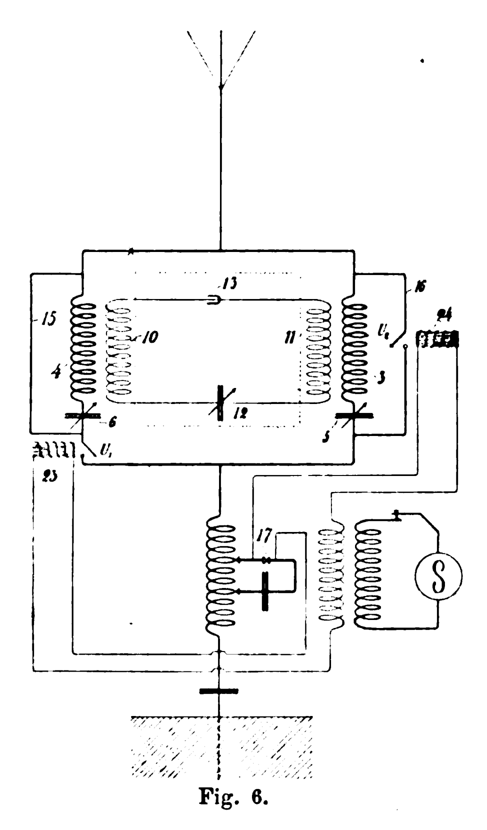


Fig. 6.

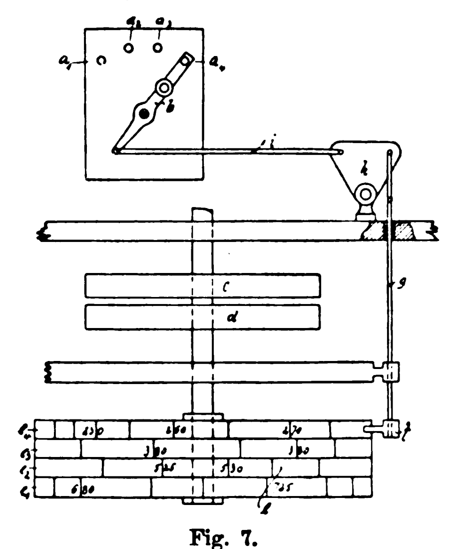


Fig. 7.

a_1, a_2 ... am Kondensator vorhanden sind. Der Zeiger f ist seitlich über diesen einzelnen Skalen e_1, e_2 ... verschiebbar und durch ein Gestänge g, h, i mit dem Einstellhebel b am Kondensator zwangläufig derartig verbunden, daß beim Einstellen des Hebels b auf eine bestimmte Stufe a_1, a_2 ... der Zeiger f selbsttätig auf die entsprechende Skala e_1, e_2 ... gerückt wird. Statt des Zeigers könnte man bei dieser Einrichtung auch die Skala entsprechend verschiebbar oder ev. auch beide Teile der Ablesevorrichtung von der Einstellvorrichtung für die stufenweise veränderliche Größe abhängig machen.

Dieselbe Gesellschaft hat ein D. R. P. Nr. 270767 erhalten auf

eine Einrichtung zur Wiedergabe von Signalen in der drahtlosen Telegraphie, die in Form von hörbaren Tönen auf einen Phonographen aufgenommen worden sind. Sie besteht darin, daß in die Schlauchleitung, die die tönenden Signale von der Phonographenmembran auf das Ohr überträgt, ein akustischer Resonator eingeschaltet ist, der in bezug auf die Tonhöhe verstellbar eingerichtet ist, so daß er auf die mit der Umlaufszahl des Phonographen wechselnde Tonhöhe eingestellt werden kann. Versuche haben ergeben, daß die zarten Töne, die durch die drahtlosen Signale hervorgerufen werden, bei der Wiedergabe durch die Nebengeräusche des Phonographenapparates so stark überdeckt werden, daß sie nur mit großer Schwierigkeit wahrgenommen werden können. Dieser Übelstand wird noch dadurch vermehrt, daß man, eben infolge der geringen Lautstärke, gezwungen ist, zwischen die Phonographenmembran und das Ohr einen Schlauch zu schalten, der einen Teil der Intensität der an sich schon schwachen Zeichen absorbiert. Diese Nachteile werden dadurch beseitigt, daß in die Schlauchleitung, die die tönenden Signale von der Phonographenmembran auf das Ohr überträgt, ein akustischer Resonator eingeschaltet wird, der auf den von dem Phonographen wiedergegebenen Ton der Sendestation abgestimmt ist. Dieser Resonator gibt vorwiegend nur diejenigen Schwingungen wieder, auf die er abgestimmt ist, und reduziert andererseits stark die Nebengeräusche, weil diese gegen den Resonanzraum des Resonators verstimmt sind. Durch diese doppelte Wirkung des Resonators gelingt es, die tönenden Signale so scharf aus den abgeschwächten Nebengeräuschen auszusondern, daß sie viel deutlicher wahrgenommen werden können als bisher. Da die Tonhöhe der Signale mit der verschiedenen Umlaufsgeschwindigkeit des Phonographen verschieden ist, wird der Resonator in bezug auf Tonhöhe verstellbar eingerichtet.

(Eingesandt 15. März 1914.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Wir erhalten folgende Zuschrift von Herrn Prof. F. Braun (Straßburg):

Sehr geehrte Redaktion!

Immer wieder erhalte ich Mitteilungen oder Anfragen, aus denen hervorgeht, daß bald da, bald dort von Marconi oder von dessen Gesellschaft die Behauptung aufgestellt wird, die Antennenerregung aus dem Flaschenkreis rühre von Marconi; „ich hätte etwas ganz anderes gewollt". Ich glaubte, die Frage sei klargestellt durch eine Prioritätsreklamation, die ich im „Electrician" vom 15. April 1904 veröffentlicht habe. Da man aber den Inhalt dieser Mitteilung dauernd ignoriert, so bitte ich Sie um gef. Aufnahme des beifolgenden Briefes von Herrn Zenneck, welcher wenigstens einen Punkt meiner Angaben mit mehr Detail erläutert, als ich damals anführte. Der Briefschreiber hat mir die Erlaubnis zur Veröffentlichung gegeben; ich habe aber, wie Sie aus dem Datum des Schreibens entnehmen wollen, von dieser Erlaubnis seit über zwei Jahren keinen Gebrauch gemacht.

Meine Erwiderung im Electrician war veranlaßt durch die folgende Bemerkung, welche Marconi in einem Vortrage (Electrician vom 12. Februar 1904) gemacht hatte:

Prof. Braun also has suggested the employement of a condenser associated with the aerial wire; but I am not aware that he has recognised, before the date of my patents, the absolute necessity of the two circuits being in tune, without which condition it is impossible to transmite over condiserable distances.

Zu dem Briefe des Herrn Zenneck bemerke ich nur, daß der Briefschreiber vom Herbst 1899 ab die Versuche in Cuxhaven leitete; im Sommer 1899 waren sie in der Hand von Herrn Cantor gewesen, welcher schon dasselbe — sich übrigens fast unmittelbar aufdrängende — Kriterium zur Abstimmung benutzt hatte.

Brief vom 30. September 1911 von Prof. J. Zenneck an Prof. Braun:

Sie fragten mich auf der Naturforscherversammlung[1]), ob ich mich noch erinnere, wie wir, während ich die Versuche mit drahtloser Telegraphie in Cuxhaven machte, den Kondensatorkreis auf die Antenne abgestimmt haben. Das Verfahren war, wie ich mich mit Bestimmtheit zu erinnern glaube, folgendes.

Wir hatten im Primärkreis zwei Flaschenständer F (Fig. 1), in die verschiedene Leidener Flaschen hineingestellt werden konnten. Die Ständer der einzelnen Flaschen waren unter sich und mit der Strombahn $K_1\,A\,K_2$ leitend verbunden. Um die Kapazität im Primärkreis grob zu ändern, variierten wir die Anzahl der Flaschen in jedem Flaschenständer, während wir für feinere Änderung der Kapazität Flaschen (wir nannten sie $^3/_4$-, $^1/_2$-, $^1/_4$-Flaschen) hatten, von denen nur ein Teil der Oberfläche belegt war (Fig. 2).

1) In Karlsruhe 1911. (Die Red.)

Die Strombahn des Kondensatorkreises bildete stets ein einziger Kreis $K_1\ A\ K_2$ (Fig. 1). Das Sekundärsystem bildete die Antenne und die Sekundärwindungen des „Transformators", die, wie Fig. 3 zeigt, symmetrisch um die Primärstrombahn $K_1\ A\ K_2$ herumgelegt waren (in Fig. 1 sind sie weggelassen). Wir hatten stets eine Anzahl „Transformatoren", mit verschiedener Zahl der Sekundärwindungen.

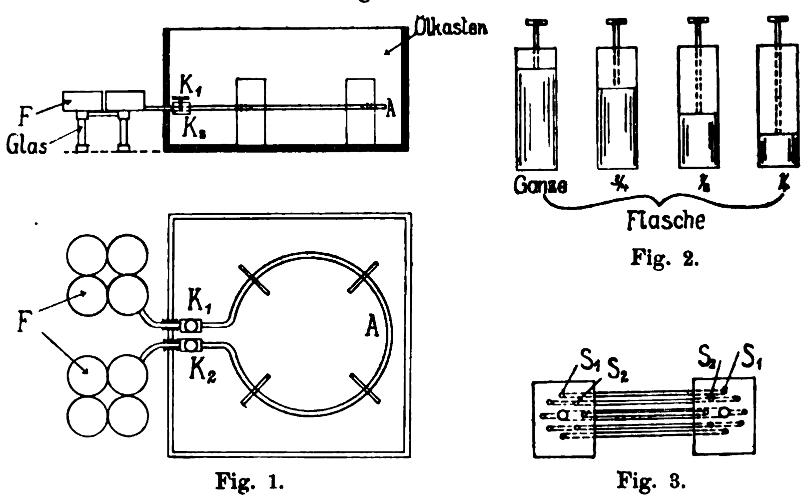


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Die Abstimmung wurde in folgender Weise vorgenommen:

1. Ermittelung der günstigsten Kapazität.

Bei irgend einem Transformator, d. h. einer bestimmten Anzahl Sekundärwindungen wurde die Anzahl der Flaschen so lange variiert, bis ein Funkenmikrometer, das in der Nähe des Transformators zwischen Luftleiter und Erde eingeschaltet war, eine maximale Schlagweite — natürlich bei konstanter Funkenstrecke im Primärkreis — zeigte. Das Verfahren wurde für alle Transformatoren wiederholt und für jeden die Kapazität, welche die größte Schlagweite an dem Funkenmikrometer lieferte und die wir für die günstigste hielten, ermittelt.

2. Ermittelung des günstigsten Transformators.

Nun wurden der Reihe nach die verschiedenen Transformatoren und zwar jeder mit der — durch die Versuche 1 festgestellten — für ihn günstigsten Kapazität zum Senden benützt und durch Fernversuche untersucht, welcher von ihnen auf den Empfänger am günstigsten wirkte.

Man würde heute das Verfahren 1 als Abstimmung des Primärkreises auf die Antenne, das Verfahren 2 als Ermittelung des günstigsten Koppelungsgrades bezeichnen.

J. Zenneck.

Ich habe dem Briefe höchstens noch die Bemerkung aus einem Begleitschreiben hinzuzufügen, worin Zenneck sagt, daß er glaube sich in keinem Punkte zu täuschen (auch andere Zeugen aufführt); „diese Bestimmungen wurden ja damals immer und immer wieder gemacht, bei jeder der Stationen".

Unsere Versuche in Cuxhaven wurden auch bald jenseits des Kanales bekannt. Schon im Juni 1899 besuchte mich in dieser Angelegenheit hier in Straßburg nach vorausgegangenem Briefwechsel der Sekretär des englischen Lloyds, Herr Hozier, und lud mich ein, Versuche in England zu machen, wo man mir alle facilities zur Verfügung stellen würde. Ich zeigte ihm meine hiesigen Anordnungen und erläuterte ihm, daß sie im Gegensatz zur Marconischen für jeden Sender besonders abgeglichen sein müßten. Es wurden ihm im Winter 1899 wiederholt Versuche in Cuxhaven mit Erläuterung aller Details vorgeführt; es kamen gelegentlich darüber auch Berichte in Tagesblättern, von denen ich nur, da ich ihn zufällig noch besitze, einen in der Kölnischen Zeitung vom 3. November 1899 (Nr. 865) erwähne, in dem es heißt: „Die Braunsche Telegraphie, die u. a. mit transformiertem Strome arbeitet, ist in der Lage, große Energien zur Ausstrahlung zu bringen und auf diesem Wege usw." Was aber unter dem „transformierten Strome" gemeint sei, darüber gaben meine Patentschriften, welche in Belgien, Italien, Frankreich und Österreich schon in der ersten Hälfte des Jahres 1899 erschienen waren, die nötige Auskunft. Ich erinnere daran, daß auch Marconi immer nur (im Sender und Empfänger) „Transformatoren" gebrauchte und dadurch seine Anordnungen charakterisierte. Meine direkte Schaltung hat er sich erst im Jahre 1901 in England patentieren lassen.

Allerdings habe ich erst recht spät eine öffentliche Mitteilung über meine Anordnungen und Versuche gemacht. Dies geschah am 16. November 1900 in einem von experimentellen Erläuterungen begleiteten Vortrag im hiesigen Naturwissenschaftlichen Verein. Über denselben sind ausführliche Referate in hiesigen und anderen Tagesblättern erschienen; ich entnehme einem solchen (Straßburger Post vom 18. November 1900), welches auch vergleichende Energiemessungen enthält, den folgenden Satz (die gesperrt gedruckten Worte sind im Original ebenso behandelt):

„Die Braunsche Senderanordnung verlangt — soll ihre Wirkung voll zur Geltung kommen —, daß Sender und Primärkreis aufeinander abgestimmt sind. Aus dieser Resonanz erklärt sich, wie der Redner an einem mechanischen Beispiel darlegte, das Ansteigen der Senderwellen bis zu den überaus hohen Amplituden. Und da sich im Sender keine Unterbrechungsstelle befindet, so sind diese Wellen schwach gedämpft, sie halten lange an und wirken dadurch gewissermaßen nachhaltig. Sie erfüllen damit ferner die Grundbedingung, welche für elektrisches Abstimmen von einem Sender auf einen Empfängerapparat nötig ist."

Wie weit dieser Aufsatz auch in England bekannt geworden ist, entzieht sich meiner Kenntnis. Ich weiß nur infolge einer Zusendung, die ich erhielt, das Folgende: In der Nr. 7 der in London erscheinenden Electricity vom 15. Februar 1901 war der erste Teil des Aufsatzes übersetzt; in der Nummer vom 22. Februar derjenige Teil, in welchem der oben reproduzierte Satz sich befindet; vom 25. Februar desselben Jahres ist die Spezifikation des Marconipatentes (Nr. 7777) datiert (die vorläufige Anmeldung vom 26. April 1900). Sein Patent konnte mir also nicht bekannt sein, wohl aber hatte er Gelegenheit jedenfalls schon vor dem Jahre 1904 über den wahren Sachverhalt orientiert zu sein. Im übrigen verweise ich auf meine sonstigen Publikationen.

Straßburg, 7. Februar 1914. F. Braun.

(Eingesandt 7. Februar 1914.)

Anwendung des allgemeinen Gesetzes der magnetischen Koppelung.

Herr F. Kiebitz hat neulich (Jahrb. 8, 45) unter dem obenerwähnten Titel ausführlich die Berechnungen mitgeteilt, die auf Grundlage der von ihm früher (Ann. d. Phys. **40**, 138; **6**, 547) angegebenen Methode die Frequenzen und Dämpfungen der induktiv gekoppelten Systeme, sowie den Stromeffekt im Sekundärkreise ergeben.

Jetzt ist es möglich, die Methode vollständig zu beurteilen und die bei ihrer Verwendung auftretenden Bedenken zu äußern.

Zunächst einige Worte über den Zusammenhang mit der gewöhnlichen Behandlungsweise der gekoppelten Systeme. Statt die Wurzeln der charakteristischen Gleichung oder Perioden und Dämpfungen unmittelbar zu berechnen, verwendet der Verfasser eine neue Variable z, deren Einführung zunächst ganz willkürlich erscheint. Man kann aber leicht sehen, daß diese Variable, die durch die Frequenzen und Dämpfungen der gekoppelten Systeme wie folgt ausgedrückt wird:

$$z = \omega_1^2 + \varrho_1^2 + \omega_2^2 + \varrho_2^2$$

mit den Wurzeln der charakteristischen Gleichung, die in den Bezeichnungen des Verfassers

$$p^4 + 2dp^3 + cp^2 + 2bp + a = 0$$

lautet, in folgendem Zusammenhang steht:

$$z = p_1 p_2 + p_3 p_4$$

Wenn man in diesem Ausdruck alle möglichen Permutationen der Indizes ausführt, so sieht man, daß er eine dreiwertige Wurzelfunktion der charakteristischen Gleichung darstellt. Auf Grund der allgemeinen Gleichungstheorie kann man daraus folgern (siehe z. B. Enz. d. Math. Wiss. I, 468), daß z eine Wurzel einer Gleichung dritten Grades ist, deren Koeffizienten rationale Funktionen von Koeffizienten der charakteristischen Gleichung sind.

Somit ist also eine Transformation geschaffen, die es erlaubt, den Grad der charakteristischen Gleichung zu erniedrigen, und zwar ohne jegliche Vernachlässigung. Dies bedeutet einen wichtigen Fortschritt, seitdem Kalähne gezeigt hat, daß durch lineare Substitutionen keine Vereinfachung der Gleichung möglich ist.

Für z werden sehr einfache Approximationen angegeben. Mit deren Hilfe lassen sich Frequenzen und Dämpfungen berechnen; dabei werden Vernachlässigungen gemacht, deren Einfluß aber sich leicht übersehen läßt, da sie erst im letzten Moment eingeführt werden. Dagegen läßt sich also nichts einwenden.

Ein wichtigeres Versehen wird bei der Berechnung des Stromeffektes im Sekundärkreise gemacht. Nachdem die streng gültige Formel (8') berechnet wird, führt der Verf. die Vernachlässigung der Quadrate der Dämpfungen gegen Quadrate der Frequenzen ein. Im Zähler verursacht dies nur einen Fehler von der Größenordnung der vernachlässigten Größen. Im Nenner dagegen kürzen sich alle Glieder von der Größenordnung der Quadrate der Frequenzen. Es bleibt nur ein Glied, das $(o_1 - o_2)^2$ als Faktor enthält. Diese Größe aber ist, wie man aus den einfachsten Dämpfungsformeln ersehen kann, eben in den praktisch wichtigsten Teilen der Resonanzkurve von der Größenordnung der Quadrate der Dämpfungen. Darum darf man nicht Glieder, die $r_1 r_2$ enthalten, dagegen vernachlässigen.

Wenn man in

$$c = \frac{o_1^2 + 4 r_1 r_2 + o_2^2}{1 - k^2}$$

das Glied $r_1 r_2$ nicht mehr vernachlässigt, bekommt man auch nach der Methode von Kiebitz die bekannte Formel von Mackû. In deren Nenner stehen drei Glieder, die in praktisch wichtigen Teilen der Resonanzkurve

im allgemeinen von ähnlicher Größenordnung sind. Insbesondere ist das Glied $4 r_1 r_2 (r_1 + r_2)(r_1 o_2^2 + r_2 o_1^2)$ nicht zu vernachlässigen gegen $k^2(r_1 o_2^2 + r_2 o_1^2)^2$, wie es der Verf. gemacht hat. Jenes Glied aber kommt eben von dem Glied $4 r_1 r_2$ in der Größe c. Bei loser Koppelung darf man umgekehrt das letzte Glied gegen das erstere vernachlässigen, was uns zur Bjerknesschen Formel führt. Darum erscheint es sonderbar, wenn Herr Kiebitz in seinem früheren Artikel (Jahrb. **6**, 547) den Beweis zu erbringen trachtet, daß seine Formel im Falle extrem loser Koppelung der Bjerknesschen gleichwertig ist, während das Glied, welches in der Formel von Bjerknes allein übrig bleibt, in derjenigen von Kiebitz gänzlich fehlt.

Auf Grund derselben Betrachtungen ist es auch ganz verständlich, daß die Formel von Kiebitz im Falle von Isochronismus (bei Kiebitz versehentlich Fall von Resonanz genannt) versagt.

Das Versehen, welches wir vermerkt haben, kommt in den Arbeiten über gekoppelte Systeme nicht zum erstenmal vor. Das ähnliche Versehen findet man in der Arbeit von J. Stone-Stone (Jahrb. 7, 8), wie seinerzeit Macků gezeigt hat. Das ist ziemlich verständlich, denn die Ursache liegt ganz versteckt.

Die Schwierigkeit, die Größenordnung der gemachten Fehler zu schätzen, zeigt, welche Vorzüge die direkte Methode zur Berechnung des Stromeffektes nach Macků oder Mandelstam und Papalexi hat.

Für die Berechnung von Perioden und Dämpfungen, sowie Amplituden und Phasen verdient die Methode von Kiebitz größte Beachtung.

St. Petersburg, Radiotelegraphisches Laboratorium der Marine,
1. März 1914.

L. Isakow.

Zu den Ausführungen des Herrn Isakow bemerke ich folgendes:

Das Koppelungsgesetz ergibt, daß die Frequenzen und Dämpfungen im gekoppelten Gebilde von den Integrationskonstanten, also von den Anfangsbedingungen, der Erregungsweise, unabhängig sind, ebenso für jede einzelne Koppelungswelle das Verhältnis ihrer Amplituden und der Unterschied ihrer Phasen in beiden Kreisen.

Wie es sich mit dem Stromeffekt verhält, bedarf einer besonderen Prüfung, die nahelag, nachdem der strenge Stromverlauf explizite gefunden war.

Aus diesem Anlaß habe ich mit anderen Anfangsbedingungen als Herr Macků eine neue Berechnung des Stromintegrals vorgenommen. Zum Schluß habe ich die Dekremente neben der Koppelung vernachlässigt, nicht versehentlich, sondern um Formeln zu gewinnen, die bei fester Koppelung, wo die Formeln von Bjerknes nicht mehr gelten, brauchbar werden können.

Die genaue Beurteilung dieser Vernachlässigung war allerdings schwierig, weil mir entgangen war, daß meine strenge Endformel (8′) mit der von Herrn Macků gefundenen genau übereinstimmt, wenn man $x = c$ als Annäherung einführt und sodann den strengen Wert von c benutzt.

Dieser Hinweis des Herrn Isakow erscheint mir besonders wertvoll; denn er zeigt, daß gerade die Glieder des Nenners, die das Stromintegral entscheidend beeinflussen, bei verschiedenen Integrationskonstanten streng übereinstimmen.

Durch diesen Nachweis wird einerseits die grundsätzliche Brauchbarkeit von Resonanzkurven für Dämpfungsbestimmungen sicherer gestellt als es bisher möglich war; andererseits liefert er einen erneuten Beweis für die Tragweite der Macků schen Formeln.

Eine direkte Ableitung meiner kubischen Resolvente aus der charakteristischen biquadratischen Gleichung hat neuerdings Herr Martens veröffentlicht (Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. **16**, 102, 1914).

Berlin-Steglitz, 3. März 1914. Franz Kiebitz.

(Eingesandt 1. u. 3. März 1914.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

A.E.G.-Zeitung, XVI., Nr. 9, März 1914; Nr. 10, April 1914.
Elektroindustrie (Zürich) **VI.,** Nr. 6, 15. März 1914; Nr. 7, 1. April 1914.
Henri Poincaré, L'œuvre scientifique et philosophique par Vito Volterra, Jacques Hadamard, Paul Langevin, Pierre Boutroux. Librairie Félix Alcan, Paris 1914. 3 F. 50
M. Geitel, Schöpfungen der Ingenieurtechnik der Neuzeit. 28. Bändchen „Aus Natur und Geisteswelt". Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1914. M. 1.25
Die Theorie der Strahlung und der Quanten (Verhandlungen des Solvay-Congress in Brüssel 30. Okt. bis 3. Nov. 1911). Mit einem Anhang über die Entwickelung der Quantentheorie von Herbst 1911 bis zum Sommer 1913; in deutscher Sprache herausgegeben von A. Eucken. Abhandlungen der Deutschen Bunsen-Gesellschaft Nr. 7. Verlag von Wilhelm Knapp, Halle 1914. M. 15.60
P. Zeeman (Deutsch von Max Iklé), Magnetooptische Untersuchungen, mit besonderer Berücksichtigung der magnetischen Zerlegung der Spektrallinien. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1914. M. 8.—, geb. M. 9.—
Eugen Nesper, Neuere Frequenz- und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Verlag von Hachmeister & Thal, Leipzig 1913.
T.S.F. 31. Jan. 1914. Rédaction G. Flayelle, 36 Rue de Mons Valenciennes).

(Eingesandt 10. April 1914.)

Literaturverzeichnis.

Battermann, A. S., Electrician 72, 780, 821, 1914. Design of the Radio-Telegraph Transmitter (vgl. ebenda S. 869, L. B. Turner).
Bouvier, P., La Lum. Él. Nr. 13, 14, 1914. Remarques sur le calcul des postes radiotélégraphiques à résonance.
Cohen, Louis, Electrician 72, 823, 1914. On the transmission of electromagnetice waves through and around the earth (vgl. ebenda S. 870 G. W. O. Howe).
Comité Francais de Télégraphie sans Fil Scientifique. La Lum. Él. Nr. 9, p. 261, 1914.
Duroquier, Frank, La Nature Nr. 2124, S. 181, 1914. Le danger des ondes Hertziennes (vgl. auch ebenda Nr. 2126, S. 215).
Eccles, W. H., Electrician 72, 944, 986, 1032, 1914. Recent patents in radiotelegraphy and radiotelephony.
— Electrician 72, 949, 1914. Effect on the propagation of electric waves on the total eclipse of the sun, August 21, 1914.
Elektrot. Ztschr. 35, 362, 1914. Obligatorische Ausrüstung der Handelsschiffe mit Funkentelegraphenapparaten (Auszug aus den Bestimmungen der am 20. Januar abgeschlossenen internationalen Titanic-Konferenz in London).
Fleming, J. A., Nature (London), Nr. 2318, S. 110, 1914. Progress in wireless telephony.
Fournier, Lucien, La Nature Nr. 2130, S. 285. Un relai (Tauleigne-Ducretet-Roger) pour l'enregistrement des signaux dans la télégraphie sans fil (vgl. auch L'Électricien Nr. 1211, S. 161, 1914).

(Eingesandt 10. April 1914.)



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 8. 1914. Heft 5.

Ein mit Kristallkontakt arbeitender Störungsverhinderer für den Empfang in der drahtlosen Telegraphie.

(A Crystal Contact Disturbance Preventer for Radiotelegraphic Receiving.)

Von **L. W. Austin.**

F. Braun[1]), G. W. Pickard[2]) und G. W. Pierce[3]) haben Beobachtungen gemacht, aus denen hervorgeht, daß der Widerstand gewisser Kristalle mit zunehmender elektromotorischer Kraft abnimmt. Bei diesen Versuchen hat sich ferner herausgestellt, daß der Widerstand von der Richtung abzuhängen schien, in welcher die elektromotorische Kraft angelegt wurde. Diese richtende Eigenschaft hat damals die Aufmerksamkeit viel stärker erregt als die Änderung des Widerstandes mit der Spannung, zumal man glaubte, daß die Wirkung im Kristallkörper stattfände.

Im Jahre 1908[4]) habe ich die Ergebnisse einer Untersuchung über die gleichrichtende Wirkung gewisser Kontakte — und zwar Silicium gegen Stahl, Kohle gegen Stahl und Tellur gegen Aluminium — veröffentlicht. Es ergab sich, daß in diesen Kontakten eine Widerstandsänderung mit der Spannung und eine Gleichrichtung des Stromes erfolgte, und man nimmt heutzutage allgemein an, daß die von Braun, Pickard und Pierce beobachteten Ergebnisse ebenfalls unter die Rubrik der Kontaktwirkungen fallen.

In der Tabelle 1 ist der mittlere Widerstand gegen Gleichstrom in beiden Richtungen für einen Silicium-Stahl-Kontakt für angelegte

1) Pogg. Ann. 153, 556, 1874; Wied. Ann. 1, 95, 1877; 4, 476, 1878.
2) Electrical World 48, 994, 1906.
3) Phys. Rev. 25, 31, 1907.
4) Bull. Bur. Stand. 5, 133, 1908; Reprint 94.



elektromotorische Kräfte zwischen 0,028 Volt und 2,5 Volt angegeben. Die Tabelle ist meiner bereits genannten Arbeit über Detektoren mit Gleichrichterkontakten entnommen.

Tabelle 1.
Silicium gegen Stahl.

Volt	Scheinbarer Gleichstromwiderstand	
	vom Silicium zum Stahl	vom Stahl zum Silicium
0,028	2600 Ohm	2350 Ohm
0,070	2180 „	1490 „
0,14	2150 „	1190 „
0,28	1550 „	467 „
0,56	1400 „	254 „
0,98	1220 „	196 „
1,4	1170 „	140 „
2,0	625 „	125 „
2,5	420 „	100 „

Bald nach der Entdeckung dieser Kontaktwirkung kam mir der Gedanke, daß man diese rasche Änderung des Widerstandes mit der angelegten Spannung benutzen könne, um laute störende Signale und atmosphärische Störungen, die beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie so lästig sind, zur Erde abzulenken. Im Frühling 1909 erhielt ich denn auch sehr ermutigende Ergebnisse mit einem Kontakt zwischen Tellur und Aluminium, den ich im Nebenschluß zur Primären des Empfangsumformers gelegt hatte, wie es die Fig. 1 zeigt. Die Tabelle 2 zeigt die Wirkung der Verwendung eines solchen Kontaktes auf die Ausschläge des mit dem Detektor des geschlossenen Schwingungskreises verbundenen Galvanometers, wenn die Antenne von einem abgestimmten Summer aus mit wechselndem Koppelungsgrad erregt wurde. Wie man sieht, nehmen die Ausschläge mit zunehmender Koppelung bis zu einem gewissen Punkte zu und

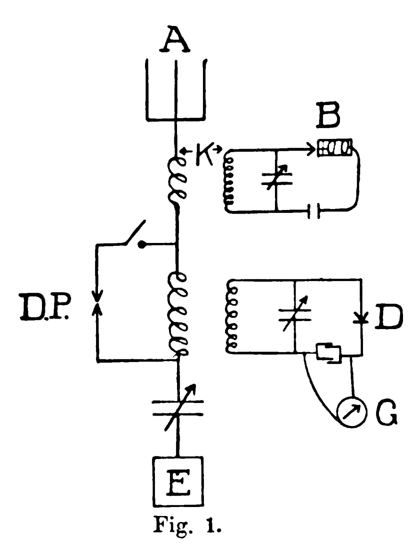


Fig. 1.

darauf tatsächlich ab, wenn die an die Antenne angelegte Hochfrequenzspannung noch weiter gesteigert wird. Sobald bei $K = 4$ cm der Tellurkontakt unterbrochen wurde, ging der Ausschlag des Galvanometers sogleich über die Skala hinaus.

Tabelle 2.

Tellur gegen Aluminium.

Koppelung des Summers K in cm	Ausschlag in mm
20	40
15	110
10	230
6	120
4	30

Diese Ergebnisse waren überaus ermutigend. Im wirklichen Betriebe ergab sich aber, daß zwar gelegentlich hinsichtlich der Ausschaltung von Störungen bemerkenswerte Ergebnisse erzielt wurden, daß aber der Tellur-Aluminium-Kontakt zu unbeständig war, als daß man sich auf ihn verlassen könnte. Es stellte sich heraus, daß Silicium im Kontakt mit Metallen weniger empfindlich als der Tellurkontakt und für eine praktische Verwendung gleichfalls zu unbeständig ist. Ich habe zu verschiedenen Zeiten auch Eisenpyrite, Zinkit, Bleiglanz und viele andere Kristalle versucht und habe ferner erfolglose Versuche mit dem Quecksilberkohärer von Lodge-Muirhead, mit mehreren anderen Kohärerformen, mit Vakuumventilen und mit dem elektrolytischen Detektor angestellt.

Neuerdings hat sich gezeigt, daß Silicium in Kontakt mit gewissen Kristallen, insonderheit mit metallischem Arsen[1]), eine praktische Anordnung darstellt, um starke Störungen zur Erde abzuleiten, ohne den Empfang der regelmäßigen Signale zu beeinträchtigen. Tabelle 3 zeigt die Ausschläge des Detektorgalvanometers bei eingeschaltetem und bei ausgeschaltetem Störungsverhinderer; die Antenne wurde bei diesen Versuchen, wie zuvor, durch einen Summerkreis mit verschiedenen Koppelungsgraden erregt.

Tabelle 4 zeigt die Beziehung zwischen den Signalen des abgestimmten Summerkreises und natürlichen atmosphärischen Störungen. Dabei ist der größte Ausschlag des Galvanometers während eines Zeit-

1) Dies ist eine Kombination, die von G. W. Pickard als Detektor in die drahtlose Telegraphie eingeführt worden ist.

Tabelle 3.
Silicium gegen Arsen.
Summererregung.

Störungsverhinderer	
eingeschaltet	ausgeschaltet
Ausschlag, in mm	Ausschlag, in mm
0,5	0,5
1,5	1,5
3,5	4,5
7,0	22,0
15,0	130,0
21,0	240,0
40,0	aus der Skala heraus
2,5	2,5

Tabelle 4.
Silicium gegen Arsen.
Natürliche atmosphärische Störungen.

Störungsverhinderer			
eingeschaltet		ausgeschaltet	
Ausschlag in mm		Ausschlag in mm	
Signale	Atmosphärische Störungen	Signale	Atmosphärische Störungen
10	7	12	51
10	7	12	80
10	6	12	75
10	8	12	62
10	6	12	68

raumes von zehn Sekunden als atmosphärischer Ausschlag angenommen worden.

Der Störungsverhinderer ist bei starken störenden Signalen wirksamer als gegen atmosphärische Störungen, insofern als es durchaus möglich ist, Signale vom Zwanzigfachen der Hörbarkeit durch störende Signale vom Vielhundertfachen der Hörbarkeit hindurch bei derselben Wellenlänge zu lesen, vorausgesetzt, daß eine gewisse Verschiedenheit im Tone vorhanden ist. Die besten Ergebnisse erhält man bei loser Koppelung und bei einer beträchtlichen Induktanz in der Antenne, nötigenfalls mit einem Kondensator in Reihe, wenn dabei der als Störungsverhinderer dienende Kontakt nur zu dem Teile der Selbst-

induktion im Nebenschluß liegt, der als Primäre des Empfangsumformers wirkt. Eine Steigerung der Wirkung kann man erhalten, wenn man den Schwingungskreis gegen die lauten Signale dadurch verstimmt, daß man Störungsverhinderer parallel zur Kapazität oder parallel zu anderen Teilen der Selbstinduktion, sowie auch in den Sekundärkreis legt. Im allgemeinen wird aber durch solche, es sei denn unter außergewöhnlichen Umständen, die Handhabung in einem Maße kompliziert, das nicht im Verhältnis zu ihrem Nutzen steht.

Recht gute Ergebnisse habe ich auch mit einem Kontakt von Karborund mit anderen Kristallen erzielt, sowie mit Karborundkristallen, die zwischen Metallelektroden eingespannt waren. Diese Kombinationen indessen sind zwar gegenüber äußerst kräftigen Störungen beständiger, doch geht im allgemeinen ihr Widerstand nicht genügend weit herunter, daß sie so befriedigende Ergebnisse lieferten wie die Kombination Silicium-Arsen.

Ich möchte meinem Assistenten, Herrn Oberelektriker Meneratti, für seine Unterstützung beim letzten Teil dieser Arbeit meinen Dank ausdrücken.

U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory, im Juni 1913.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 10. September 1913.)

Adresse des Autors: c/o. U. S. Naval Radio-Telegraphic Laboratory, Navy Department, Washington D. C., U. S. A.

Über die Erhaltung konstanter Tourenzahl einer Maschine.

Von B. Macků.

Eine der schwierigsten Aufgaben bei der Lösung des Problemes der Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen durch eine Hochfrequenzmaschine besteht darin, die Frequenz der Schwingungen, oder was auf dasselbe hinausläuft, die Tourenzahl der Hochfrequenzmaschine konstant halten zu können. Die Wichtigkeit dieser Aufgabe hat ihren Grund darin, daß jede Schwankung der Frequenz der elektrischen Wellen für ihren Empfang fast einer Erhöhung der Dämpfung derselben äquivalent ist.

Um eine mögliche Lösung dieser Aufgabe finden zu können, werde ich zuerst einige allgemeine Gesichtspunkte über das Problem, die Tourenzahl irgend einer Maschine konstant zu erhalten, entwickeln.[1])

Das genannte Problem wäre gelöst, wenn man sowohl die der Maschine zufließende als auch die in ihr verbrauchte sekundliche Energie konstant halten könnte.[2]) Beide, und besonders die zweite Bedingung kann nicht in hinreichender Weise realisiert werden.

Wenn man sich die wirklichen Verhältnisse graphisch darstellt, dann bekommt man die Fig. 1, in welcher die gestrichelten Linien die

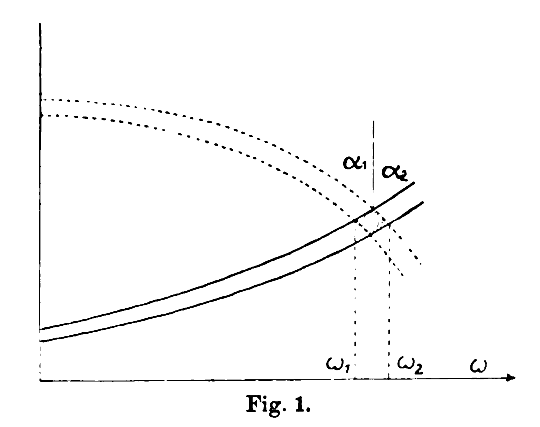


Fig. 1.

obere und untere Grenze der zufließenden sekundlichen Energie in ihrer Abhängigkeit von den Umdrehungen des Motors bedeuten. (Es sei etwa der Fall eines Gleichstrommotors zugrunde gelegt, wo bei Benutzung von Akkumulatoren die Verhältnisse sehr günstig stehen.) Die voll ausgezogenen Linien bedeuten die obere und untere Grenze der verbrauchten sekundlichen Energie (wenn der Motor etwa mit einem Gleichstromdynamo belastet wird, wobei die Verluste im Motor selbst auch zur Belastung gerechnet werden müssen).

Die von den vier Linien begrenzte Fläche (in der Figur schraffiert) gibt mit allen ihren Punkten alle möglichen Verhältnisse, d. h. was die Periode betrifft so kann dieselbe zwischen denjenigen ω_1 bis ω_2

---

1) Es sei bemerkt, daß die weiter gefundenen Regeln auch für ein dynamisches Gleichgewicht anderer Energien, nicht nur der kinetischen, gelten, beziehungsweise leicht in derselben Weise entwickelt werden können.

2) Natürlich ohne der kinetischen Energie.

variieren deren Differenz durch die horizontale Breite der Fläche gegeben ist.

Es handelt sich also darum, die Verhältnisse so zu wählen, daß diese Differenz (besser prozentuale Differenz) am kleinsten wird. Sie wird kleiner, wenn die Grenzlinien einander näher kommen. Das ist aber die früher erwähnte Bedingung, welche über eine gewisse Grenze nicht überschritten werden kann. Setzen wir somit voraus, daß man den prozentualen vertikal gemessenen Abstand der Kurven, d. h. die prozentuale Schwankung der Energien, nicht ändern kann.

Die Differenz $\omega_1 - \omega_2$ wird aber dann kleiner, wenn der Winkel α_1 resp. α_2 kleiner wird, d. h. es geht das Problem auf folgendes über:

1. Einen solchen Motor zu wählen, bei welchem die zufließende sekundliche Energie in der Nähe der gewünschten Frequenz rasch abnimmt. (Für einen Gleichstrommotor sind solche Bedingungen leicht festzustellen. Es ist aber nicht ausgeschlossen, daß auch die Induktionsmotoren gute Dienste leisten können, denn bei ihnen besteht, gegenüber der größeren zu erwartenden Schwankungen infolge der Inkonstanz der Quelle wieder ein sehr rascher Abfall der zufließenden Energie in der Nähe des Synchronismus.)

2. Oder eine solche Belastung des Motors zu wählen, bei welchem die verbrauchte sekundliche Energie sehr rasch mit der Frequenz zunimmt. Aus diesem Grunde ist eine Belastung mit einem Gleichstromdynamo, wobei dieselbe bis mit der vierten Potenz der Tourenzahl zunehmen kann, günstiger als eine Belastung mit einer Bremse. Die günstigste Belastung kann aber mit einem schwingendem Systeme erreicht werden. Und dieses ist der Hauptpunkt der ganzen Sache.

Während bei einer Belastung mit einem rotierenden Systeme die verbrauchte sekundliche Energie (W) etwa durch die Formel

$$W = A_0 + A_1 \omega + A_2 \omega^2$$

(wo man bei geeigneter Konstruktion auch höhere Potenzen von der Tourenzahl ω erhalten kann) dargestellt wird, wird dieselbe bei Belastung mit einem schwingendem Systeme von der Schwingungszahl Ω und dem logarithmischen Dekremente $\mathfrak{d}$ etwa die Form haben:

$$W = W_0 + \frac{B}{\left(\frac{\Omega - \omega}{\Omega}\right)^2 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2}$$

wo W_0 diejenige Verluste, welche von dem eigentlichen Schwingen des

Systemes unabhängig sind, bedeuten. W_0 ist allgemein noch von ω abhängig, ändert sich aber in der Nähe der Resonanz bei Änderung der Tourenzahl weil langsamer als das zweite Glied.

Graphisch wäre dieser Fall etwa durch die Fig. 2 dargestellt. Aus dem Vergleiche dieser Figur mit der früheren ist zu ersehen, daß bei gleicher prozentualer Änderung der Energien die betrachtete Fläche jetzt sehr schmal herauskommt, denn in der Nähe der Resonanz steigt bei einem schwach gedämpften Systeme die verbrauchte sekundliche

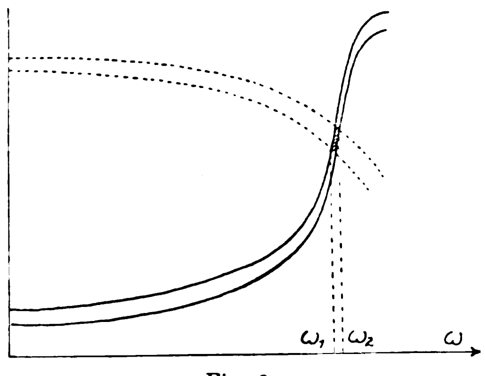


Fig. 2.

Energie sehr rasch und es kann diese Steigung in den Grenzen der möglichen Dämpfungsänderung beliebig reguliert werden.

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß es sich hier nicht um ein elektrisches schwingendes System handeln muß.[1]) Dasselbe muß nur folgende Bedingungen erfüllen:

1. Seine Schwingungszahl muß prozentual so weit konstant sein, wie die gewünschte Tourenzahl sein soll. Diese Bedingung ist sicher sowohl auf elektrischem als auch auf mechanischem Wege realisierbar.

2. Die durch das schwingende System hervorgerufene Erhöhung der Kurve der verbrauchten Energie muß groß sein, mindestens gegenüber den Schwankungen dieser Energie. Die entsprechende bedeutende Energie muß somit in diesem Systeme verbraucht werden. Das bedeutet aber nicht, daß dieselbe in Wärme umgewandelt werden muß. Sie muß nur in einer solchen Form erscheinen, daß sie in demselben

1) Ein sehr bekanntes mechanisches Beispiel ist jede mechanisch regulierte Uhr.

Systeme nicht direkt in die kinetische Energie des Motors verwandelt werden kann (sie kann aber z. B. ausgestrahlt werden).

3. Die genannte Erhöhung muß genügend steil sein. Dieses verlangt aber, daß das System nur schwach gedämpft wäre. Infolge der Bedingung 2 muß somit die in diesem Systeme aufgespeicherte Energie sehr bedeutend sein, sicher größer als die ganze pro Periode verbrauchte Energie.

4. Die gewünschte Periodenzahl muß auf den rasch ansteigenden Teil der Kurve der verbrauchten Energie fallen. Dieses verlangt aber, daß das schwingende System nicht auf die gewünschte Tourenzahl abgestimmt werden darf, sondern seine Schwingungszahl muß etwas höher liegen.

Wenden wir jetzt unsere Regeln an auf ein Aggregat, welches aus einem Motor und einer Hochfrequenzmaschine besteht. Auf den ersten Blick könnte es scheinen, daß die erforderlichen Bedingungen hier erfüllt sind. Es ist dies aber nicht der Fall.

1. Jede bekannte Hochfrequenzmaschine stellt kein mäßig, sondern bedeutend stark gedämpftes System dar, und aus dem Grunde ist die Linie der verbrauchten sekundlichen Energie nicht genügend steil.

2. Bei einer abgestimmten Hochfrequenzmaschine befindet man sich an dem Gipfel der Kurve der verbrauchten Energie, also in einer Lage, welche bei nicht genügend abfallender Kurve der zufließender Energie sogar labil sein kann.

Es ist somit für die Stabilität der Schwingungszahl einer Hochfrequenzmaschine erforderlich

1. daß die Periodenzahl der Hochfrequenzmaschine etwas niedriger wäre, als die eigene Schwingungszahl derselben.

2. Die Hochfrequenzmaschine muß in ein schwach gedämpftes System umgewandelt werden. Wie dieses durchgeführt werden kann, wird in einer anderen Mitteilung ausführlicher behandelt.[1])

Brünn, Böhmische Technische Hochschule.

---

1) Es sei hier nur noch bemerkt, daß für den dort behandelten Fall $b_1 > b_2$ man über das Maximum bis auf die linke Seite des Maximums gehen muß, wodurch die günstigsten Verhältnisse aber nur wenig verschlechtert werden.

(Eingesandt 15. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Brünn, Eichhorngasse 85.



Zur Theorie der Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine.

Bemerkung zur Arbeit des Herrn O. Lodge: On a Dynamo for maintaining Electrical Vibrations of High Frequency.

Von **B. Macků.**

In der Philosophical Magazine, Vol. 25 p. 757, 1913, gibt Sir O. Lodge zwei Berechnungsmethoden der Goldschmidschen Hochfrequenzmaschine. Die Resultate der ersten Methode stimmen aber mit denjenigen, welche ich vor zwei Jahren in dieser Zeitschrift (Bd. IV, S. 5, 1911) veröffentlicht habe, nicht überein, bzw. lassen sich nicht in Übereinstimmung bringen.

Es handelt sich also darum, diese Unterschiede zu erklären.[1])

Die erste Methode des Herrn Lodge, S. 763 u. folg., führt in dem Spezialfalle der 4 Kreise für die Totalströme im Rotor und Stator zu den Ausdrücken 3 und 4, S. 766. Diese Ausdrücke stellen aber die wirklichen Verhältnisse auch nicht annähernd dar.

Denn, durch die Abstimmung des Rotors und Stators waren diejenigen Stromkomponenten im Rotor und Stator abgeschlossen (d. h. ihre Intensität so herabgedrückt, daß man sie vernachlässigen kann), welche höhere Schwingungszahl als $3p$ bzw. $4p$ haben, nicht aber diejenigen Stromkomponenten, welche nach der Lodgeschen Bezeichnung mit $x_5, x_7 \ldots$ bzw. $y_6, y_8 \ldots$ dargestellt sind.

Sollen wir somit nach dem Lodgeschen Verfahren den richtigen Wert für den Rotor- und Statorstrom bekommen, dann müßten wir in dem von ihm angegebenen Verfahren weiter fortschreiten, indem man aber bei der Berechnung von x_5 das Glied mit $\sin 5pt$ wegläßt, im y_6 dasjenige mit $\cos 6pt$ wegläßt usw. Oder anders: Benützt man das Lodgesche Verfahren richtig, dann wird der Rotorstrom x gegeben durch eine unendliche Reihe

$$x = x_1 + x_3 + x_5 + x_7 + \cdots$$

in welcher nicht die Glieder von x_5 an Null sind, sondern nur diejenigen Teile dieser Glieder, welche größere Schwingungszahlen als $3p$ haben. Es wird somit der Rotorstrom dargestellt durch zwei Komponenten von der Schwingungszahl p und $3p$, wobei aber die Ampli-

1) Wie es scheint, ist dem Herrn Lodge meine Arbeit unbekannt geblieben.

tuden dieser Komponenten durch unendliche Reihen gegeben werden. Ganz Analoges gilt auch für den Statorstrom. (Es sind somit auch nicht richtig die Bedingungen — S. 769 — unter welchen die Komponenten mit niedrigeren Schwingungszahlen verschwinden könnten.)

Aber noch ein Versehen finde ich in diesen Lodgeschen Rechnungen, und zwar darin, daß z. B. der Komponente y_4 der Widerstand R_4 zugeordnet wird, obwohl derselbe der Komponente mit der Schwingungszahl $4p$ gehört. Der Widerstand der Komponente y_4 ist eine bestimmte Funktion von R_2 und R_4, welche zuerst berechnet werden müßte.

Würde man somit diese beiden Tatsachen berücksichtigen, dann ergibt sich die Lodgesche Methode als sehr kompliziert, und man wird natürlich zu ganz anderen Resultaten kommen als welche Herr Lodge berechnet hat.

Was nun jetzt die zweite Methode (S. 789 u. 790) betrifft, so führt sie zu demselben Resultate, welches ich bekommen habe, und zwar für den Spezialfall: daß sowohl die gegenseitige Induktion als auch der Widerstand derselbe ist für alle Rotorkreise und analog für alle Statorkreise.

Was die Divergenz der, nach dieser zweiten Methode bekommenen Reihe betrifft, wenn man dieselbe bis ins Unendliche sich fortsetzend betrachtet, so ist diese Tatsache bedeutungslos, da wegen der Abstimmung das Resultat durch eine beschränkte Anzahl der Glieder derselben gegeben ist.

Ich glaube somit behaupten zu können, daß die Differenzen zwischen den Lodgeschen und meinen Resultaten durch fehlerhafte Rechnungen des Herrn Lodge entstanden sind. Wo aber seine Rechnung einwandsfrei ist (S. 789 u. 790), dort stimmen die Resultate überein, nur sind die meinigen, was das Problem der Hochfrequenzmaschine betrifft, allgemeiner.

Brünn, Böhmische Technische Hochschule.

(Eingesandt 15. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Brünn, Eichhorngasse 85.



Referate.

Hermann Rohmann, Über das Auftreten der Stoßerregung bei mehreren Koppelungen. Selbstreferat nach der Phys. Ztschr. **14**, 528—535, 1913.

Einer freundlichen Aufforderung der Redaktion nachkommend gebe ich hier den wesentlichen Inhalt einer in der Physikalischen Zeitschrift erschienenen Arbeit wieder.

Bei der Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen durch Stoßerregung treten (besonders bei Anwendung kleiner Funkenlängen) eigentümliche Erscheinungen auf, zu deren Erklärung die bisher herangezogenen Eigenschaften des Funkens nicht ausreichen. In der ref. Arbeit wird auf eine bisher nicht behandelte Eigenschaft des Funkens aufmerksam gemacht und eine aus ihr folgende Erklärung für die auftretenden Anomalien gegeben. Der Funke wird dabei aufgefaßt als ein dem Ohmschen Gesetz nicht gehorchender Leiter. Verfasser hat das Verhalten solcher Leiter gegenüber unsymmetrischen Wechselspannungen in einer früheren Arbeit[1]) untersucht, deren Resultate, soweit sie auf das vorliegende Problem Bezug haben, unten angegeben sind.

Einleitung.

Die gewöhnliche Erklärung für die Stoßerregung ist bekanntlich die folgende:

Die Schwingungen der beiden abgestimmten gekoppelten Kreise, welche dabei verwandt werden, würden bei konstantem Funkenwiderstand aus einer Superposition zweier einfacher gedämpfter Sinusschwingungen bestehen, deren Frequenzen um so weiter auseinanderliegen, je enger die Koppelung ist. Strom und Spannung im Funkenkreise würden also Schwebungen aufweisen. Maxima und Minima würden um so schneller aufeinanderfolgen, je enger die Koppelung ist.

Nun hat der Funke keinen konstanten Widerstand. Vielmehr wird er, wenn der Strom während einer Schwebung abnimmt, mehr und mehr von seiner Leitfähigkeit einbüßen, entionisiert werden oder erkalten, wie man sich das nun vorstellen will.

Stoßerregung tritt dann ein, wenn während eines Stromminimums die Funkenstrecke soweit entionisiert wird, daß sie später an ihr auftretenden Spannungen, die der für sich allein weiter schwingende

1) H. Rohmann, Phys. Ztschr. **13**, 694, 1912.

Sekundärkreis induziert, nicht hinreichen um die frühere Leitfähigkeit wiederherzustellen.

Ob eine solche Löschwirkung eintritt, das hängt natürlich von dem Elektrodenmaterial, von der Funkenlänge und von der Koppelung ab. Jedenfalls aber müßte man nach dieser Auffassung erwarten, daß eine Anordnung, die für eine bestimmte feste Koppelung Stoßerregung gibt, auch bei loserer Koppelung löscht, wenn im übrigen alles unverändert bleibt. Der Funke müßte ja um so sicherer erlöschen, je längere Zeit ihm dazu gelassen wird.

In Wirklichkeit findet sich dieses Verhalten nun bestätigt nur für lange Funken (von einigen Millimetern an aufwärts). Bei kleineren Funkenlängen[1]) dagegen tritt die Stoßerregung auf für mehrere diskrete Werte der Koppelung; für die dazwischenliegenden Koppelungen ist sie nicht vorhanden oder schlecht. Ähnlich findet man bei der Stoßerregung mit Löschröhren[2]) (bei der ein hinter die Funkenstrecke in den Kreis geschaltetes Geißlerrohr die Löschwirkung übernimmt), daß die Stoßerregung für eine bestimmte kritische Koppelung am besten ist, und schlechter wird, sowohl wenn die Koppelung loser, als auch wenn sie fester wird.

Im folgenden wird es wahrscheinlich gemacht, daß als Ursache für diese bessere Löschwirkung bei bestimmten Koppelungen anzusehen ist: das Vorhandensein einer Gleichspannung am Funken, die nur dann auftritt, wenn der Strom durch ihn aus zwei Sinusschwingungen besteht, deren Frequenzen in bestimmten Verhältnissen stehen.

Leiter, der dem Ohmschen Gesetz nicht gehorcht.

Wir gehen dazu zunächst näher ein auf die Erscheinungen, die ein dem Ohmschen Gesetz nicht gehorchender Leiter zeigt.

Seine Charakteristik sei dargestellt in der Form

$$i = A_1 V_1 + A_3 V^3 + A_5 V^5 + \cdots \tag{1}$$

wo i der durch ihn fließende Strom, V die Spannung an seinen Klemmen ist. Die Koeffizienten der geraden Potenzen in der Charakteristik sollen verschwinden, weil nur solche Leiter betrachtet werden, die nicht Gleichrichter im gewöhnlichen Sinne sind. Der Einfachheit halber soll noch angenommen sein, daß das erste Glied der rechten Seite groß ist gegen alle folgenden, daß also der konstante Teil des Widerstandes

---

1) H. Riegger, Diss. Straßburg, 1911; Jahrb. 5, 35, 1911.

2) M. Wien, Jahrb. 4, 135, 1910.

sehr groß ist gegen den variablen. Dann kann man die Charakteristik auch schreiben in der Form:

$$V = a_1 i + a_3 i^3 + a_5 i^5 + \cdots \tag{1a}$$

wo auf der rechten Seite nur diejenigen Potenzen vorkommen, die auch in der Darstellung (1) vorhanden sind.

Wirkt nun auf einen solchen Leiter eine Wechselspannung, so wird sie in ihm nur dann eine Gleichstromkomponente geben, wenn sie unsymmetrisch ist. (Unter Wechselspannung soll immer eine solche verstanden sein, die in einem Ohmschen Widerstand keinen Gleichstrom erzeugt, für die also das Zeitintegral über eine volle Periode Null bzw. wie bei gedämpften Schwingungen sehr klein ist.)

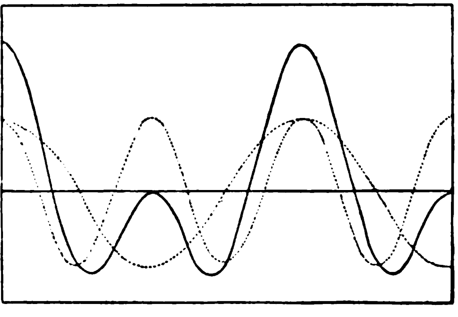


Fig. 1.

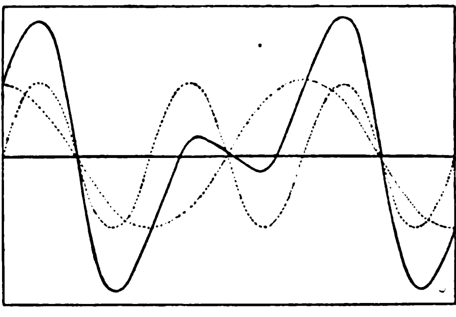


Fig. 2.

Es wirke z. B. eine Spannung, die aus zwei ungedämpften Sinusschwingungen besteht.

$$V = \cos \nu_1 t - \cos(\nu_2 t - \varphi_2) \tag{2}$$

Ist $\nu_2 = 2\nu_1$ und $\varphi_2 = 0$, so wird die resultierende Spannungskurve (Fig. 1) unsymmetrisch, im Leiter erhält man eine Gleichstromkomponente. Für die gleichen Frequenzen, aber für eine Phase $\varphi_2 = 90^0$ ist die Resultierende (Fig. 2) symmetrisch, es tritt kein Gleichstrom auf.

Wenn die beiden Frequenzen nicht genau aufeinander abgestimmt sind, etwa $2\nu_1 - \nu_2 = \delta \nu$ ist, so erhält man kompliziertere Spannungskurven. Man übersieht das Verhalten des Leiters gegenüber solchen Spannungen einfach, wenn man annimmt (ähnlich wie man es bei Schwebungen tut): die Schwingungszahlen seien noch die exakten, und

es nehme nur die Phase der einen Schwingung gegen die andere kontinuierlich zu, bzw. ab.

In einem bestimmten Augenblick sei dann die Phase $\varphi_2 = 0$, man hat den entsprechenden Gleichstrom. Nach einer gewissen Zeit wird die Phase 90^0 und der Gleichstrom ist Null. Ist weiterhin die Phasendifferenz um 180^0 verändert, so erhält man die frühere Spannungskurve, nur gespiegelt an der Abszissenachse, und der Gleichstrom hat dieselbe Größe wie zuerst, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen.

Für kleine Verstimmungen von der genauen Abstimmung erhält man also langsamen Wechselstrom von der Frequenz $\delta \nu$.

Ganz ähnliches erhält man für andere Frequenzverhältnisse: z. B. $\nu_2 = 4\nu_1$ usw.

Es sollen nun die quantitativen Beziehungen aufgestellt werden, für den Fall, daß die beiden dem Leiter superponierten Wechselspannungen gedämpfte Schwingungen sind, von der Form:

$$V = C_1 e^{-\alpha_1 t} \cos(\nu_1 t + \varphi_1) - C_2 e^{-\alpha_2 t} \cos(\nu_2 t + \varphi_2) \tag{3}$$

die α sollen klein sein gegen die ν.

Der „Gleichstrom" berechnet sich jetzt als:

$$\int_0^\infty i\,dt = A_1 \int_0^\infty V\,dt + A_3 \int_0^\infty V^3\,dt + \cdots \tag{4}$$

Das erste Integral rechts liefert Beiträge von der Form:

$$\int_0^\infty e^{-\alpha t}(\cos \nu t + \varphi)\,dt = \frac{1}{\alpha^2 + \nu^2}(\alpha \cos \varphi - \nu \sin \varphi)$$

Dieselben sind aber wegen des Faktors $\frac{1}{\alpha^2 + \nu^2}$ bedeutungslos im Vergleich zu einigen Gliedern [1]), die in den späteren Integralen auftreten, sie entsprechen denjenigen Elektrizitätsmengen, welche in Form der gedämpften Schwingungen durch den Stromkreis fließen.

Weiter ergibt das Glied mit V^3

$$\left.\begin{aligned} V^3 = {} & C_1^3 e^{-3\alpha_1 t} \cos^3(\nu_1 t + \varphi_1) - \\ & -3 C_1^2 C_2 e^{-(2\alpha_1 + \alpha_2)t} \left[\frac{1}{2}\cos(\nu_2 t + \varphi_2) + \frac{1}{4}\cos\{(2\nu_1 + \nu_2)t + (2\varphi_1 + \varphi_2)\}\right. \\ & \left. + \frac{1}{4}\cos\{(2\nu_1 - \nu_2)t + (2\varphi_1 - \varphi_2)\}\right] \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

1) Wenigstens wenn die α Werte haben, die klein gegen die ν sind, was wir annehmen wollen.

$$+3C_2{}^2C_1e^{-(2\alpha_2+\alpha_1)t}\left[\frac{1}{2}\cos(\nu_1 t+\varphi_1)+\frac{1}{4}\cos\{(2\nu_2+\nu_1)t+(2\varphi_2+\varphi_1)\}\right. \\ \left.+\frac{1}{4}\cos\{(2\nu_2-\nu_1)t+(2\varphi_2-\varphi_1)\}\right] \\ -C_2{}^3e^{-3\alpha_2 t}\cos^3(\nu_2 t+\varphi_2) \qquad (5)$$

Davon liefern bei den gemachten Annahmen nur die beiden folgenden Ausdrücke einen wesentlichen Beitrag zu $\int\limits_0^\infty i\,d\,t$:

$$-A_3\int\limits_0^\infty \frac{3}{4}C_1{}^2C_2c^{-(2\alpha_1+\alpha_2)t}\cos\{(2\nu_1-\nu_2)t+(2\varphi_1-\varphi_2)\}= \\ =\frac{3}{4}A_3C_1{}^2C_2\frac{1}{(2\alpha_1+\alpha_2)^2+(2\nu_1-\nu_2)^2}\{(2\alpha_1+\alpha_2)\cos(2\varphi_1-\varphi_2)- \\ -(2\nu_1-\nu_2)\sin(2\varphi_1-\varphi_2)\} \qquad (6)$$

und entsprechend das ähnlich gebaute Integral:

$$+\frac{3}{4}A_3C_1C_2{}^2\frac{1}{(1\alpha_2+\alpha_1)^2+(2\nu_2-\nu_1)^2}\{(2\alpha_2+\alpha_1)\cos(2\varphi_2-\varphi_1)- \\ -(2\nu_2-\nu_1)\sin(2\varphi_2-\varphi_1)\} \qquad (6')$$

Der erste dieser Ausdrücke erhält merkliche Werte, wenn $(2\nu_1-\nu_2)$, der zweite, wenn $(2\nu_2-\nu_1)$ klein ist.

Ein Leiter von der Charakteristik:

$$i=A_1V+A_3V^3 \qquad (7)$$

liefert für eine aus zwei gedämpften Sinusschwingungen bestehende Spannung „Gleichstrom“ nur dann, wenn das Verhältnis der Frequenzen genau oder nahezu gleich 2, bzw. gleich 1/2 ist.

Die Art und Weise, wie sich der Gleichstrom bei einer Veränderung der einen Frequenz (etwa von ν_2 bei festgehaltenem ν_1) ändert, ist abhängig von den Phasenkonstanten φ_1 und φ_2. Bei festgehaltenen Phasen ergeben sich bestimmte Zusammenhänge zwischen Gleichstrom und Frequenzänderung; die entsprechenden Kurven sollen kurz als Abstimmkurven bezeichnet werden.

Als analytischer Ausdruck für die Abstimmkurve bei den Phasen $\varphi_1=\varphi_2=0$ ergibt sich, wenn man setzt:

$$2\nu_1-\nu_2=\delta\nu \qquad (8)$$

der „Gleichstrom"

$$E = \int_0^\infty i\, d\, t$$

zu:

$$E = -\frac{3}{4} A_3\, C_1{}^2\, C_2 \frac{2\alpha_1 + \alpha_2}{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\delta\nu)^2} \tag{9}$$

Bezeichnet man den Wert von E für $\delta\nu = 0$ mit E_0, so hat man als Gleichung der Abstimmkurve:

$$y = \frac{E}{E_0} = \frac{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2}{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\delta\nu)^2} \tag{10}$$

Dieselbe Gleichung, nur mit $\alpha_1 + \alpha_2$ statt $2\alpha_1 + \alpha_2$ erhält man für die Resonanzkurve zwischen zwei Kondensatorkreisen mit den Dämpfungsfaktoren α_1 und α_2.

Die gleiche Kurve erhält man nach Gleichung (6') für die Verteilung des Gleichstromes um die Stelle $\nu_2 = \frac{1}{2}\nu_1$, nur vertauschen α_1 und α_2 ihre Rolle, wie auch selbstverständlich, da beide Frequenzen gleichberechtigt sind.

Im folgenden wollen wir daher nur diejenigen Abstimmkurven betrachten, welche für $\nu_2 > \nu_1$ erhalten werden.

Fig. 3 gibt eine experimentell (s. u.) erhaltene Abstimmkurve wieder für $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$.

Verhältnismäßig einfache Abstimmkurven erhält man noch für den Fall, daß zwischen den Phasenkonstanten die Beziehung

$$2\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \tag{11}$$

besteht.

Der „Gleichstrom" E wird dann:

$$E = -\frac{3}{4} A_3\, C_1{}^2\, C_2 \frac{\delta\nu}{(2\alpha_1 + \alpha_2)^2} \tag{12}$$

Die Abstimmkurve ist also in einem kleinen Bereich um $\delta\nu = 0$ eine Gerade, welche die Abszissenachse schneidet, und um so steiler schneidet, je kleiner die Dämpfungsfaktoren, und je größer die Amplituden sind.

Experimentell ergab sich die in Fig. 4 dargestellte Kurve, welche Ähnlichkeit hat mit den Kurven für $\int i_1\, i_2\, d\, t$ in zwei gekoppelten Kondensatorkreisen.

Für andere Werte der Phasen erhält man Abstimmkurven, welche

aus den obigen durch Spiegelung hervorgehen und welche alle möglichen Übergänge zwischen den typischen Fällen bilden.

Bisher haben wir quantitativ betrachtet nur einen Leiter, in dessen Charakteristik V^3 als höchste Potenz vorkam. Sind höhere Potenzen vorhanden, so liefert eine Zerlegung ähnlich Gleichung (5), daß für V^5 Gleichstrom auftritt bei den Frequenzverhältnissen:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = 2,\ 4 \text{ und } \frac{3}{2}$$

(und natürlich auch bei den reziproken Werten, die wir nicht berücksichtigen). Die entsprechenden Abstimmkurven sind den obigen ganz ähnlich.

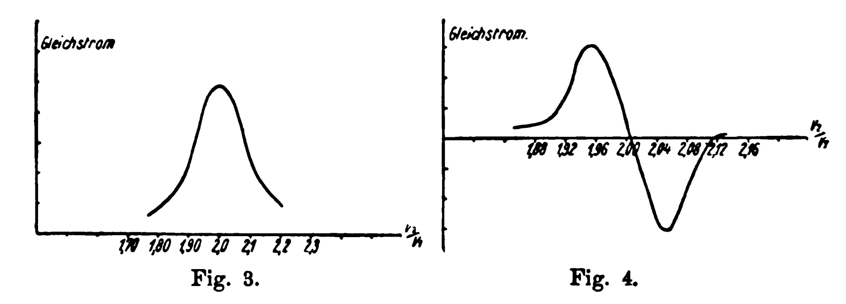


Fig. 3. Fig. 4.

Man übersieht, daß an um so mehr Werten $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ Gleichstrom auftreten muß, je höhere Potenzen in der Charakteristik des Leiters vorhanden sind. Insbesondere ist das Vorhandensein einer Abstimmkurve für die Werte

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{2}{1},\ \frac{4}{1},\ \frac{6}{1} \cdots \frac{2n}{1} \text{ und } \frac{2}{1},\ \frac{3}{2},\ \frac{4}{3} \cdots \frac{n+1}{n}$$

charakteristisch dafür, daß mindestens die $(2n+1)^{\text{te}}$ Potenz von V merkliche Koeffizienten hat.

Also:

Ein Leiter von der Charakteristik:

$$i = A_1 V + A_3 V^3 + \cdots \text{ (mit einer endlichen Zahl von Gliedern)} \quad (13)$$

liefert für eine aus zwei gedämpften Sinusschwingungen bestehende Spannung „Gleichstrom“ nur bei bestimmten Werten des Frequenzverhältnisses. Aus den Abstimmkurven

für die einzelnen Werte läßt sich die Charakteristik des Leiters berechnen.

Ein solcher Leiter liefert, wenn er von einem Wechselstrom, der aus zwei gedämpften Sinusschwingungen besteht, durchflossen wird, eine „Gleichspannung" an seinen Enden. Wegen der Annahmen, die wir über die Größe der einzelnen Glieder in der Charakteristik gemacht haben, ist ihre Abhängigkeit von dem Frequenzverhältnis und der Phasendifferenz der Ströme dieselbe, wie die des „Gleichstromes" von denen der angelegten Wechselspannungen.

Experimentelle Ausführung.

Der oben erörterte Gleichrichtereffekt wurde experimentell an Geißlerröhren beobachtet. Es wurden verschiedene Formen von symmetrischen Geißlerröhren verwandt; die zu den vorliegenden Messungen

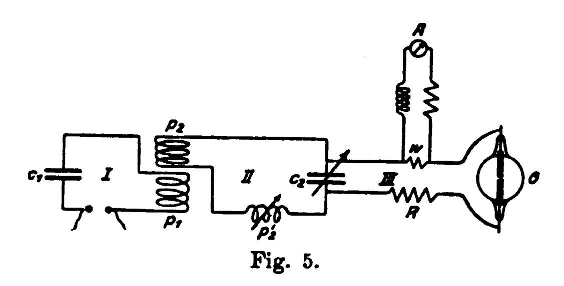


Fig. 5.

verwandten Röhren hatten Kugelgestalt, ca. 12 cm Durchmesser. Die Elektroden waren zylindrische Stäbe, Messing oder Nickel, von etwa 1 cm Durchmesser und ca. 5 cm Länge. Ihre einander zugewandten ebenen Enden wurden je nach dem verlangten Zweck bis auf verschiedene Entfernungen genähert ($^1/_{10}$ bis 5 mm). Die Gasfüllung der Röhren bestand aus Luft, deren Druck ebenfalls entsprechend gewählt wurde, zwischen ca. 0,2 mm und einigen Zentimetern Hg.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 5 dargestellt. Die beiden gedämpften Sinusschwingungen werden als Eigenschwingung und erzwungene Schwingung im Kondensatorkreise *II* erhalten.

I ist ein Kondensatorkreis aus einer Leidener Flasche von ca. $1{,}25 \times 10^{-18} \frac{\text{sec}^2}{\text{cm}}$ Kapazität und einer Spule mit ca. $2{,}5 \times 10^4$ cm Selbstinduktion. Seine Frequenz beträgt:

$$\nu_1 = 5 \cdot 88 \times 10^6$$

Er enthält eine Magnesiumfunkenstrecke und wird durch Induktor mit Quecksilberunterbrecher betrieben.

Der zweite Kreis enthält die gleiche Selbstinduktion wie *I*, außerdem noch eine kleine variable Selbstinduktion und einen variablen Ölkondensator, dem zur feineren Einstellung ein kleiner Drehkondensator parallel geschaltet ist.

Das Geißlerrohr liegt an den Klemmen von c_2, in einem Kreise *III*, der den induktionslosen Widerstand w ca. 200 bzw. 1000 Ohm enthält (und in den außerdem eine Selbstinduktion R eingeschaltet werden kann). Parallel zu w liegt ein Galvanometer, bei den ersten Messungen ein Nadirzeigerinstrument, bei den späteren ein hochempfindliches Drehspulgalvanometer mit Spiegelablesung. Die Zuleitungen enthalten große Selbstinduktionen, um den Wechselströmen den Durchtritt durch das Instrument zu verwehren.

Wenn im Kreise *III* keine Selbstinduktion vorhanden ist, so wirkt auf das Geißlerrohr die am Kondensator c_2 herrschende Spannung, die einfach gesetzt werden kann:

$$E = C_1 e^{-a_1 t} \cos \nu_1 t - C_2 e^{-a_2 t} \cos \nu_2 t$$

da die Kondensatorkreise *I* und *II* nur so benutzt werden, daß sie entweder sehr stark gegeneinander verstimmt, oder lose miteinander gekoppelt sind. Die a und ν sind die Konstanten der ungekoppelten Kreise.

Bei der Veränderung von ν_2 durch Variieren der Kapazität oder der Selbstinduktion im Kreise *II* erhält man also die Abstimmkurven für

$$\varphi_1 = \varphi_2 = 0 \tag{10}$$

Wird in den Kreis *III* eine entsprechende Selbstinduktion R eingeschaltet, so kann man erreichen, daß in *III* die Ströme der beiden Frequenzen ν_1 und ν_2 voneinander verschiedene Phasenverschiebungen erleiden, derart, daß die Beziehung (11) erfüllt ist. Man erhält dann Abstimmkurven nach Gleichung (12).

Was die Art der Erregung des Primärkreises anbetrifft, so hat man für die hier behandelten Erscheinungen darauf zu achten, daß für alle Funken das Anfangspotential das gleiche Vorzeichen hat. Am geeignetsten erschiene demnach zur Ladung die Elektrisiermaschine oder irgendeine Gleichstromquelle. Ich habe den Induktor benutzt; bei ihm muß man aber verschiedene Eigentümlichkeiten in seiner Wirkungsweise beachten, um regelmäßiges Arbeiten zu bekommen.

Läßt man die Unterbrechungen des Primärstromes sehr langsam

aufeinanderfolgen, so kann man erzielen, daß immer ein Funke bei dem Öffnen des Primärstromes erzeugt wird; sobald aber die Zahl der Unterbrechungen pro Sekunde steigt, ist es kaum mehr möglich, den Primärstrom so einzuregulieren, daß die Funken beim Öffnen erfolgen, sondern es geht dann immer nur ein Funke über, während der Primärstrom geschlossen ist, wie die Betrachtung mit dem rotierenden Spiegel und die Angaben eines in die Sekundärspule des Induktors eingeschalteten Gleichstromgalvanometers zeigen. Es macht ganz den Eindruck, als ob diese letztere Art der Entladung bei zahlreichen Unterbrechungen stabiler als die andere sei.

Bei dem benutzten Induktor (30 cm Funkenlänge, von Boas), der mit Quecksilberunterbrecher betrieben wurde, war dieser Zustand bei ca. 10 Unterbrechungen pro Sekunde erreicht (wenn die aufgeladene Kapazität die angegebene war und die Funkenlänge etwa einen Millimeter betrug).

Solche Erscheinungen hat W. Duddell[1]) als Short Spark Phenomena beobachtet, als er den Induktor ohne Anlegen einer Kapazität durch eine kleine Funkenstrecke schloß. Er erklärt sie durch die Rückwirkung des Stromes in der Sekundärspule auf das magnetische Feld.

In unserem Fall, wo die Kapazität aufzuladen ist, sind die Erscheinungen komplizierter. Steigert man nämlich den Primärstrom nach dem ersten Umkehren des Sinnes, in dem die Funken einsetzen, bis zwei Partialfunken auftreten, so findet zuerst wieder das Einsetzen im normalen Sinne statt, dasselbe ist aber wieder etwas unregelmäßig und schlägt sehr leicht um in einen stabileren Zustand, bei dem die Funken im umgekehrten Sinne einsetzen und regelmäßig werden.

Bei weiterem Steigern des Primärstromes wiederholt sich das noch einigemal. Bemerkenswert ist, daß dann, wenn die Funken im verkehrten Sinne einsetzen und schon mehrere Partialfunken vorhanden sind, doch kaum ein Funke normaler Richtung auftritt. (Ich habe noch nicht weiter untersucht, wovon die Erscheinung abhängt, und ob sie sich auch bei anderen Induktortypen gleich hervortretend findet.)

Jedenfalls kann man durch die Einregulierung des Primärstromes erreichen, daß der Funkenübergang (mit negativem Einsetzen) ganz regelmäßig wird. Die erreichbare Regelmäßigkeit hängt von der Natur des Elektrodenmaterials ab.

Eine Magnesiumfunkenstrecke von 2 mm Länge genügte für die vorliegenden Versuche.

---

1) Vgl. Duddell, Phil. Mag. (6) **16**, 340, 1908.

Die Koppelung zwischen *I* und *II* wird eben so groß gewählt, daß das Geißlerrohr nicht mehr flackernd leuchtet. Bestrahlung des Rohres mit einem Radiumpräparat, bzw. ein in das Geißlerrohr gebrachtes Präparat verbessert die Regelmäßigkeit des Leuchtens und die Konstanz der Galvanometerausschläge sehr.

Die Beobachtungen zeigen nun, daß sich das Geißlerrohr besonders einfach verhält, wenn der Druck niedrig (0,2 mm Hg) und die Elektrodenentfernung groß ist (5 mm).

Dann enthält die Charakteristik im wesentlichen nur die beiden ersten Glieder und man erhält Gleichstrom nur für das Frequenzverhältnis 2. Fig. 3 gibt eine beobachtete Kurve für die Phasen $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ wieder, Fig. 4 für $2\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$. Für alle anderen Frequenzverhältnisse zeigt das Galvanometer in beiden Fällen kaum merklichen Gleichstrom. (Das gilt allerdings nur solange das Geißlerrohr nicht zu stark erregt wird; durch Steigern der Koppelung zwischen *I* und *II* kann man die am Rohr auftretenden Spannungen so groß machen, daß unregelmäßige Wirkungen eintreten.)

Das Leuchten des Geißlerrohres wird an der Abstimmstelle einseitig. Es leuchtet hell diejenige Elektrode, welche für den Gleichstrom Kathode ist. An der schwach leuchtenden Elektrode tritt das positive Glimmlicht auf, das bei der Erregung eines Geißlerrohres mit schnellen Wechselströmen im allgemeinen nicht sichtbar wird. Die Photographien Fig. 6 zeigen die Leuchterscheinung für eine Frequenz, die Abstimmung gibt und für solche die um kleine Beträge nach verschiedenen Richtungen verstimmt sind. Das Umschlagen des symmetrischen Leuchtens in das unsymmetrische ist verhältnismäßig scharf und bietet eine ganz bequeme Einstellung. Bei stärkeren Erregungen, bei denen die ganzen Elektroden mit Glimmlicht bedeckt sind, treten die Unterschiede zwar weniger stark hervor, genügen aber immer noch zur Einstellung.

Macht man bei demselben Geißlerrohr die Elektrodenentfernung kleiner, ca. $^1/_{10}$ mm (Nickelelektroden) und steigert gleichzeitig den Druck auf einige 20 mm, so erhält seine Charakteristik sehr viele höhere Glieder. In der oben benutzten Schaltung konnte man dann Gleichstrom deutlich nachweisen an Stellen: 2, 3/2, 4/3, 5/4, bis 12/11, und ferner schwach an den Stellen 4, 6. Um die einzelnen Stellen war der Strom in Form einer Abstimmkurve verteilt.

Untersucht man mit der gleichen Schaltung einen kleinen Funken, der an die Stelle des Geißlerrohres tritt, so findet man seine Charakteristik der eben behandelten ganz ähnlich. Bei ihm sind

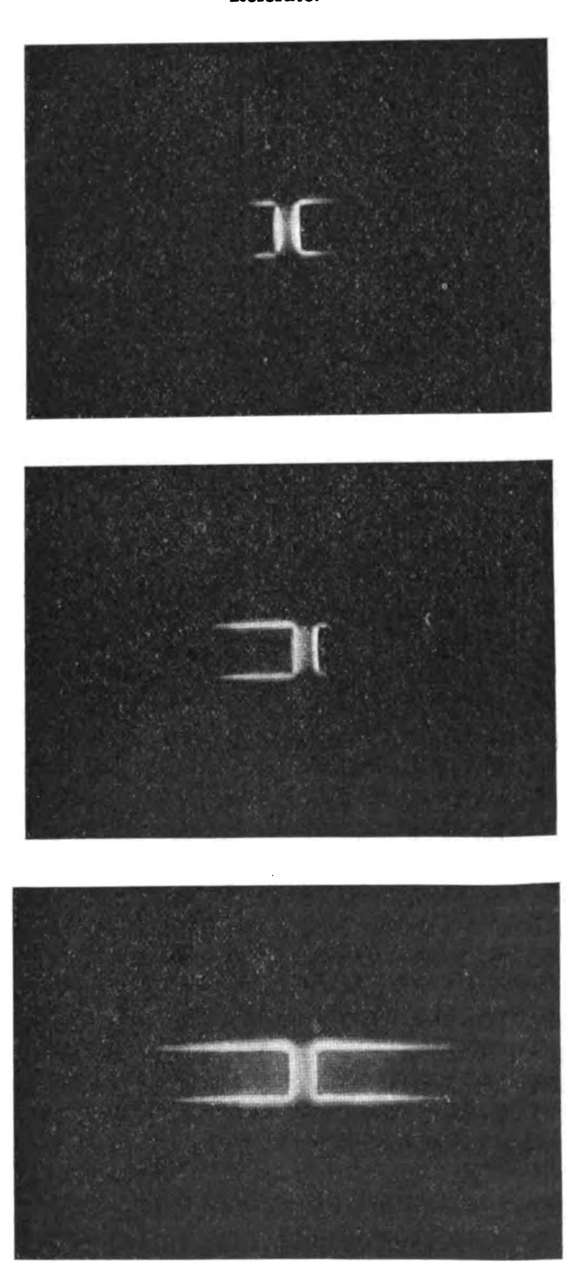


Fig. 6.

die Maxima und Minima schärfer ausgebildet, das Ganze ist allerdings nicht so regelmäßig zu erhalten. Soweit man es beurteilen kann, treten auch beim Funken mit abnehmender Elektrodenentfernung die höheren Glieder in der Charakteristik immer mehr hervor. Übrigens sind die Funken, die in dieser Weise zu untersuchen sind, nicht ganz identisch mit denjenigen, die man in einem Kondensatorkreise hat. Die Methode erfordert das Einschalten von Widerständen, welche den Strom durch den zu untersuchenden Funken sehr klein machen. Immerhin aber werden sich die Charakteristiken für beide Arten im wesentlichen ähnlich verhalten, wenn auch im einzelnen Unterschiede in der Größe der Koeffizienten auftreten.

Anomalien der Stoßerregung.

Nach dem obigen werden wir also annehmen dürfen, daß auch bei dem Funken in einem Stoßkreis, wie er für Stoßerregung verwandt wird, Gleichspannungen auftreten, und zwar dann, wenn die Koppelungen mit dem Sekundärkreis gerade so gewählt sind, daß die Koppelschwingungen geeignete Frequenzverhältnisse haben.

Diese Spannung, welche während des Ablaufes der ersten Halbschwebung wirkt, würde den Kondensator aufladen und bewirken, daß in der Zeit, wo der Strom durch die Funkenstrecke klein ist, eine vollständige Entionisierung eintritt. Man kann sich etwa vorstellen, daß die Elektrizitätsmenge auf dem Kondensator und ihre Spannung hinreicht, um alle Ionen in der Funkenstrecke an die Elektroden zu treiben, daß aber dabei die Ionengeschwindigkeit zu klein bleibt um Stoßionisation hervorzurufen. Das Löschen würde also für solche Koppelungen, die zur Erzeugung von Gleichspannung geeignete Frequenzverhältnisse geben, besonders stark sein. Für diese Koppelungen würde das Löschen etwa schon bei der ersten Schwebung eintreten, während es für benachbarte Koppelungen erst nach einer Anzahl Schwebungen eintritt.

Als ein Maß für die Güte der Stoßerregung kann einfach der Stromeffekt im Sekundärkreis dienen. Trägt man diesen Stromeffekt als Funktion der Koppelung auf, so erhält man die „Koppelungskurve“. Für kurze Funken zwischen Cu-Elektroden sind sie von Riegger l. c. genauer untersucht.

Berechnet man nun aus denjenigen Koppelungen, welche Maxima der Koppelungskurve ergeben, das Frequenzverhältnis der Koppelschwingungen, so findet man durchaus nicht die rationalen Verhältnisse, bei denen nach dem früheren der Gleichrichtereffekt zu erwarten ist.

Ein solches Resultat ist nicht weiter verwunderlich, da M. Wien gezeigt hat, daß der Funke, und besonders der Funke zwischen solchen Metallen, die gute Stoßerregung geben, eine merkliche Abweichung der Frequenz eines Kondensatorkreises von der nach Thomson berechneten hervorruft.

Diese Frequenzänderungen sind um so größer, je kleiner die Funkenlänge ist: es wird also auch gerade bei den kleinen Funkenlängen, bei denen die hier behandelte Erscheinung eintritt, ein starkes Abweichen der Koppelschwingungen von den berechneten Frequenzen stattfinden. Zugleich lassen sich diese Frequenzen nicht aus Resonanzkurven ermitteln, da durch das Abreißen des Funkens anomale Verhältnisse geschaffen werden.

Es bleibt also nur der experimentelle Nachweis, daß bei den Koppelungen, welche günstige Stoßerregung im Primärkreis geben, eine Gleichspannung eintritt. Ich versuchte das zuerst in der einfachsten Art: Parallel zu einem kleinen Widerstand im Primärkreis wurde unter Vorschalten von Drosselspulen ein Gleichstromgalvanometer gelegt. Wenn nun im Funken Gleichspannung entsteht, lädt sie die Kapazität entsprechend auf (daß diese durch die Sekundärspule des Induktors geschlossen ist, stört bei deren großer Selbstinduktion nicht erheblich), der Ladestrom muß das Galvanometer ausschlagen lassen.

Nun wird aber die Spannung an den Klemmen des erregenden Induktors nicht Null sein, wenn der Funke eingesetzt hat; es fießt also Strom vom Induktor durch die Funkenstrecke, außerdem werden die Ströme, welche der primären Ladung und Entladung des Kondensators entsprechen, nicht ganz gleich sein, und es superponiert sich daher über den zu beobachtenden Effekt ein verhältnismäßig großer Ausschlag. (Über den Einfluß, den die vom Induktor herrührende Gleichspannung auf die Stoßerregung hat, siehe unten; daraus, daß man bei der eben behandelten Anordnung den konstanten Ausschlag groß erhält gegen die gesuchten Veränderungen, darf man nicht auf das Verhältnis der Spannungen schließen.)

Dieser superponierte Ausschlag, der natürlich mit jeder Schwankung im Arbeiten des Unterbrechers und der Funkenstrecke schwankt, macht die Erscheinung etwas unregelmäßig. Immerhin war der gesuchte Effekt deutlich zu konstatieren, d. h. das Galvanometer zeigte bei guter Stoßerregung maximalen bzw. minimalen Ausschlag.

Zur weiteren Bestätigung verwandte ich die in Fig. 7 dargestellte Anordnung. Als Kriterium dafür, daß im Primärkreis die beiden Koppelschwingungen derart beschaffen sind, daß sie in der Funken-

strecke eine Gleichspannung erzeugen, wird ein Geißlerrohr benutzt, das parallel zur Selbstinduktion des Primärkreises geschaltet ist[1]). Das Rohr ist, wie oben näher angegeben, so eingestellt, daß es in seiner Charakteristik möglichst viele Glieder enthält. Auf dasselbe wirken nun die Spannungen, welche an den Enden der Primärspule herrschen, und die wir bei nicht zu großer Dämpfung und nicht zu schnellen Schwebungen als den Strömen durch die Spule proportional ansehen

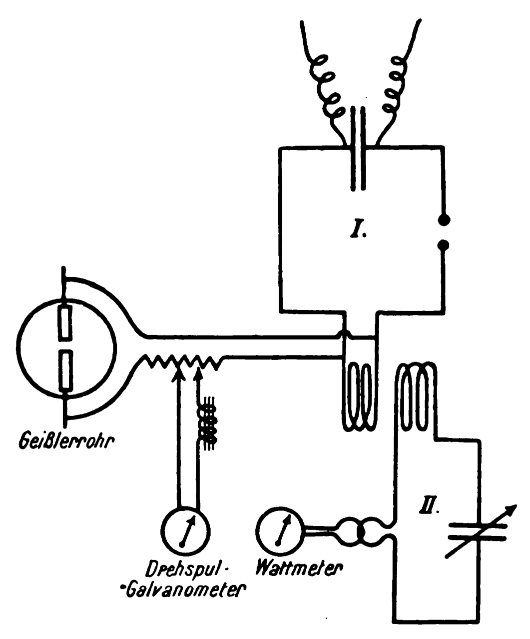


Fig. 7.

können. (Auf die Amplitude und Phase kommt es nicht an, da nur konstatiert werden soll, ob Gleichstrom bzw. Gleichspannung entstehen und nicht die Größe gemessen werden soll.)

Wir werden also annehmen dürfen, daß jedesmal dann, wenn durch das Geißlerrohr ein Gleichstrom fließt, an den Enden der Funkenstrecke Gleichspannung entsteht, und können den Zusammenhang mit der Güte der Stoßerregung untersuchen.

Die Kondensatorkreise, mit denen gearbeitet wurde, waren wie

1) Die Selbstinduktion hat so kleinen Widerstand, daß der Strom, den der Induktor liefert, nicht merklich durch das Geißlerrohr fließt.

folgt dimensioniert. Die Kapazität im Primärkreis bestand aus drei Leidener Flaschen mit ca. $4 \cdot 10^{-18} \frac{sec^2}{cm}$ C. G. S.; im Sekundärkreis befand sich ein variabler Ölkondensator. Die Selbstinduktionen der beiden Kreise waren Spulen von 12 cm Durchmesser mit je $1{,}5 \cdot 10^4$ cm C. G. S. Sie waren auf einem Gestell sehr fein und meßbar gegeneinander zu verschieben; für die einzelnen Entfernungen war die Koppelung experimentell bestimmt.

Mit dem Sekundärkreis war ein Hitzdrahtgalvanometer (Wattmeter) gekoppelt. Seine Ausschläge geben den Stromeffekt im Kreise an und damit ein Maß für die Güte der Stoßerregung.

In die Zuleitungen, die von den Klemmen der Primärspule zum Geißlerrohr gehen, ist großer induktionsfreier Widerstand (3—10000 Ohm) eingeschaltet. Von etwa 100 Ohm ist durch Drosselspulen hindurch abgezweigt nach einem empfindlichen Drehspulgalvanometer, dessen Einstellung durch Projektion eines Nernstfadens beobachtet wurde (1 Skalenteil = ca. $5 \cdot 10^{-9}$ Amp.).

Die Erregung des Primärkreises geschah wieder durch einen Induktor; der Primärstrom wurde wie früher so einreguliert, daß die Funken mit immer gleichem Vorzeichen einsetzten. Die Einregulierung ist hier schwieriger, da die Funken unregelmäßig sind bei den Metallen, welche gute Stoßerregung geben, zumal bei kleinen Funkenlängen. Besonders unregelmäßig wird der Funkenübergang dann, wenn keine Löschwirkung vorhanden ist, auch verbessert das Bestrahlen mit ultraviolettem Licht dann nur wenig.

Eine weitere Ursache dafür, daß keine sehr große Regelmäßigkeit zu erzielen ist, liegt darin, daß, wie schon Riegger bemerkt hat, sich die Form der Koppelkurven stark ändert, wenn die Funkenstrecke einige Zeit benutzt (oxydiert und erwärmt) wird. Die Lage der Maxima [d. h. die Koppelungen, bei denen gute Stoßerregung eintritt] ändert sich daher mit der Zeit und die Beobachtungen werden etwas mühsam; wenn man reproduzierbare Werte haben will, muß man immer wieder die Elektroden abschmirgeln und den Abstand möglichst genau wieder herstellen.

Solche Schwierigkeiten sind weniger vorhanden bei den Materialien, welche, wie Magnesium, nur schlechte Stoßerregung bei loserer Koppelung geben. Ein für die vorliegenden Zwecke besonders brauchbares Elektrodenmaterial habe ich im Zinknatrium gefunden, das ein Einsetzen des Funkens ohne Verzögerung gibt, wie man es wegen des Natriumgehalts erwarten kann und das doch Stoßerregung ähnlich wie

Zink gibt. Diese ist nicht sehr gut und man kann nicht sehr enge koppeln, aber die Lage der Koppelmaxima ändert sich kaum bei längerer Inanspruchnahme, und die Ausschläge der Instrumente sind ziemlich konstant.

Fig. 8 gibt einen typischen Beobachtungssatz wieder. Die Funkenlänge betrug 0,5 mm (Zinknatrium).

Als Abszisse ist der Koppelungskoeffizient aufgetragen, als Ordinate der Stromeffekt im Sekundärkreis (Koppelkurve oben) bzw. der Ausschlag des Drehspulgalvanometers, das den Strom durch das Geißlerrohr mißt. Man sieht, daß bis zu engen Koppelungen hin jedesmal ein Maximum der Koppelkurve mit einem positiven oder negativen Maximum der Gleichstromkurve zusammenfällt.

Man würde eigentlich erwarten, daß der Gleichstrom einerlei Vorzeichen beibehielte, da die Koppelschwingungen immer in denselben Phasen einsetzen sollten. Die Vorzeichenänderung deutet darauf hin, daß der Funke einen Einfluß auf die relative Phase ausübt, wie das ja auch bei der durch ihn hervorgebrachten Frequenzänderung verständlich ist.

Durch Messung des Stromes in der Sekundärspule des Induktors überzeugte man sich, daß derselbe bei allen Koppelungen möglichst konstant blieb, und durch Betrachten im Spiegel davon, daß auch der Funkenübergang regelmäßig blieb. Da außerdem die Ausschläge des Drehspulgalvanometers ihr Vorzeichen wechseln, so kann die Erscheinung nicht einfach durch Veränderung der primären Stromintensität vorgetäuscht sein; sie wäre dann auch in ganz anderem Sinne zu erwarten.

Die Kurve zeigt also deutlich, daß gute Stoßerregung im wesentlichen immer mit einem Maximum (pos. oder neg.) des Gleichstromes und also mit einem Maximum der Gleichspannung am Funken zusammenfällt. Beobachtungen an anderen Materialien, Silber, Kupfer, Messing, Magnesium bei Funkenlängen zwischen $^1/_{10}$ und einigen Millimetern bestätigten dies Resultat bis zu Koppelungen von ca. 0,25.[1]) Ebensogut schließt sich dem die folgende Beobachtung an: Hat die Koppelung einen solchen Wert, daß keine Löschwirkung eintritt, so kann durch Verstimmen des Sekundärkreises Stoßerregung erzielt werden, unter Umständen für verschiedene Werte der Verstimmung; auch dann tritt jedesmal bei guter Stoßerregung ein Maximum des Gleichstromes auf.

1) Engere Koppelungen habe ich nicht benutzt, da die Methode dann nicht mehr ganz sicher ist (siehe auch S. 506/507).

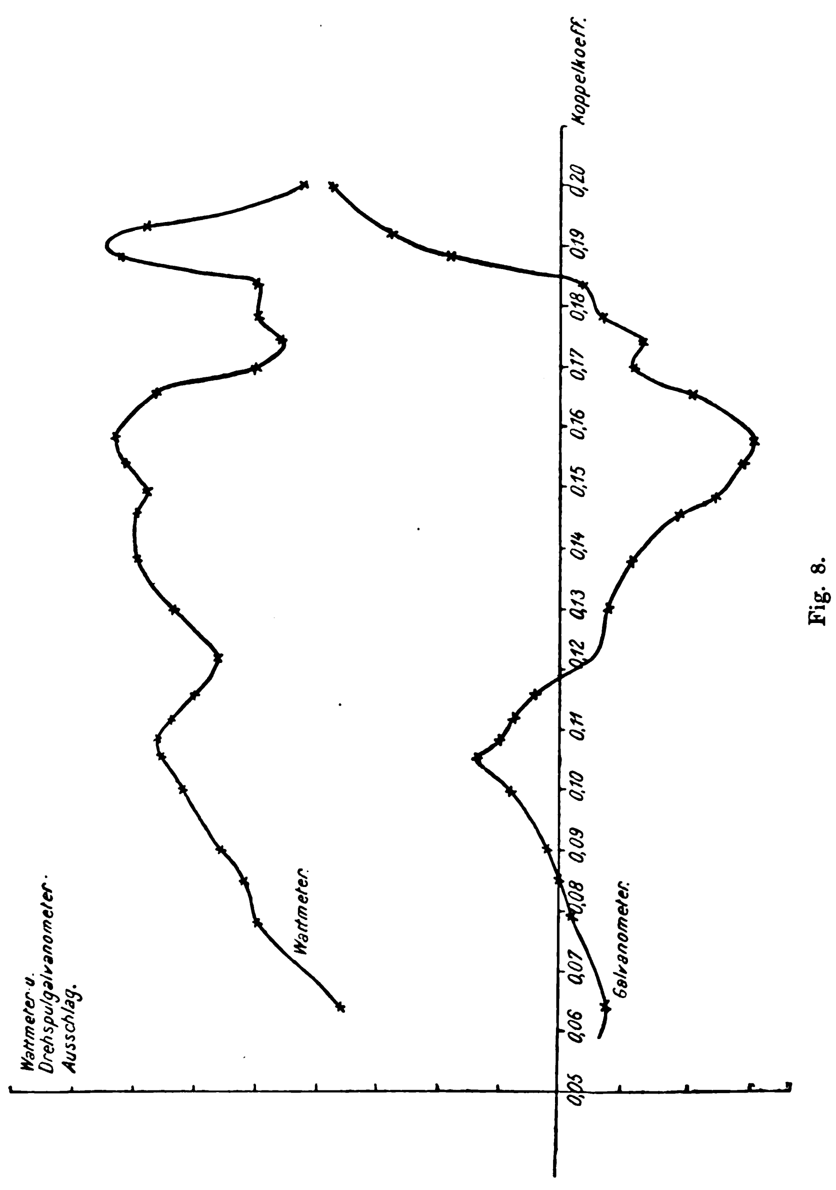


Fig. 8.

Bei der komplizierten Form der Koppelkurven (siehe auch die von Riegger reproduzierten Kurven für Kupfer) scheint es nicht leicht

zu sein, weitere Gesetzmäßigkeiten aus den Beobachtungen herauszulesen. Qualitativ kann man folgendes aussagen: Die Intensität der Maxima des Gleichstromes wird um so größer, je enger die Koppelung ist, bei denen die Stoßerregung stattfindet, und ist am größten bei den Materialien, welche gute Stoßerregung geben.

Nimmt man größere Funken, bei denen die Stoßerregung im wesentlichen nur bei einer einzigen loseren Koppelung zu erzielen ist, so ist dort auch ein kleines, aber noch merkliches Maximum des Gleichstromes zu konstatieren.

Man wird also schließen, daß bei größeren Funken die Löschwirkung wesentlich auf der selbsttätigen Entionisierung des Funkens beruht, während bei kleineren Funkenlängen der Einfluß der hier behandelten Gleichspannungseffekte merklich wird. Wahrscheinlich und für ein Geißlerrohr auch experimentell bewiesen ist es, daß die Charakteristik bei kleineren Elektrodenentfernungen viel mehr höhere Glieder enthält. Auch scheinen diese bei frisch geputzten Funkenstrecken in höherem Maße vorhanden zu sein als bei solchen, die einige Zeit im Betrieb waren. Ganz entsprechend werden die Koppelungskurven immer zerklüfteter.

Über die absoluten Werte der Gleichspannungen, welche am Funken auftreten, läßt sich aus diesen Versuchen nichts aussagen. Wir werden nur annehmen müssen, daß sie doch für gewöhnlich größer sind als die Spannungen, die der stromliefernde Induktor an der (spielenden) Funkenstrecke liefert.

Das wird um so weniger der Fall sein, je stärker man den Primärstrom des Induktors nimmt und je größer damit die Zahl der Partialfunken wird. Man wird dann erreichen können, daß die durch den Induktor gelieferte Spannung größer wird als die der hier behandelten Effekte. Stoßerregung würde dann bei allen Koppelungen ziemlich gleich gut eintreten müssen. Das wird bestätigt durch die Stoßerregung bei zahlreichen Partialentladungen[1], deren Eigenschaften ich vor einiger Zeit beschrieb, und die ich damals durch die Ionisation der Funkenstrecke allein erklären zu können glaubte. Nach den Resultaten der vorliegenden Arbeit muß man eine Überlagerung der Wirkungen annehmen, welche die Ionisation[2]) und die an die Funkenstrecke angelegte Spannung auf die Stoßerregung haben.

1) H. Rohmann, Phys. Ztschr. **12**, 649, 1911.

2) Siehe auch P. Kaltenbach, Dissertation, Straßburg 1912 und Jahrb. 1913.

Das Hervorbringen der Löschwirkung durch die vom Induktor gelieferte Spannung würde dann darauf hindeuten, daß wirklich die bei gewissen Frequenzverhältnissen der Koppelschwingungen auftretende Gleichspannung und nicht irgendeine andere Folge dieser Frequenzverhältnisse die Ursache für das Auftreten der Löschwirkung bei bestimmten diskreten Koppelungen ist.

Straßburg, Els., Physik. Institut, 28. Juli 1913.

(Eingesandt 28. Juli 1913.)

Adresse des Autors: Sarbrücken III, Viktoriastr. 11a.

Arthur Szarvassi, Elektrodynamische Theorie der Lichtbogen- und Funkenentladung. (Ann. Phys. **42.** 1031.)

Der Verf. stellt eine Theorie auf, welche den Einfluß von eingeschalteten Entladungsstrecken auf das Verhalten elektrischer Stromkreise darstellen soll. Die Theorie besteht im wesentlichen aus dem folgenden Gleichungssystem:

$$\frac{d\sigma}{dt} + a\sigma + b = cei + d_a T_a + d_k T_k$$

$$\frac{dT_a}{dt} + s_a T_a = r_a e i + h_a$$

$$\frac{dT_k}{dt} + s_k T_k = r_k e i + h_k$$

Hierin ist σ die elektrische Leitfähigkeit der Entladungsstrecke, welche mit der Stromstärke i und der Elektrodenspannung e durch die Beziehung

$$\sigma = \frac{i}{e}$$

zusammenhängt; T_a und T_k sind die absoluten Temperaturen der beiden Elektroden, t bedeutet die Zeit; alle übrigen Größen sind Konstanten der Gasstrecke und der Elektroden; die Indizes a und k geben die Zugehörigkeit zur Anode bzw. Kathode an. Die Gleichungen stellen die „dynamische Charakteristik“ der Entladungsstrecke dar.

Aus der Theorie wird zunächst die statische Charakteristik des Lichtbogens in der Form gefunden:

$$e = \sqrt{A + \left(\frac{B}{2}\right)^2} + \frac{B}{i}$$

wo A, B Konstanten bedeuten. Sie stimmt für größere Stromstärken mit der bekannten Thompson-Ayrtonschen Charakteristik

$$e = \sqrt{A} + \frac{B}{i}$$

überein; bei kleinen Stromstärken, wo der Unterschied der beiden Formeln merklich werden könnte, sind die vorliegenden Versuche zur Entscheidung der Frage nicht genau genug.

Ferner wird gezeigt, daß die Theorie die von H. Th. Simon entdeckte Erscheinung der Lichtbogenhysteresis richtig widergibt. Diese wäre nach der Theorie nicht allein ein Effekt der Wärmeleitung, sondern auch der automatischen Selbstentionisierung der Gasstrecke.

Weiter wird aus der Theorie gefolgert, daß ein Wechselstromlichtbogen Ventileffekte nur bei verschiedener Elektronenemission und Wärmeleitfähigkeit der Elektroden aufweisen kann; diese Konsequenz wird durch harmonische Analyse der Blondelschen Oszillogramme von Wechselstromlichtbogen bestätigt.

Schließlich wird die Stabilität des Gleichstromlichtbogens untersucht. Aus der Theorie folgt zwar für einen einfachen Gleichstromkreis das bekannte Stabilitätskriterium von Kaufmann. Hingegen folgen für den Fall, daß einem Gleichstromlichtbogen ein aus Kapazität und Selbstinduktion bestehender Kreis parallel geschaltet wird, neue Stabilitätsbedingungen. Diese werden für den speziellen Fall untersucht, daß im Hauptkreise eine sehr große (strenge genommen unendlich große) Selbstinduktion liege, wie man dies bei der Herstellung von Lichtbogenschwingungen zum Zwecke der Abdrosselung der Schwingungen im Hauptkreise einzurichten pflegt. Es zeigt sich dann, daß die Stabilisierung des Lichtbogens bloß durch Wahl von Kapazität und Selbstinduktion im Nebenkreise erreichbar ist. Die Stabilisierung geschieht durch gedämpfte Schwingungen des Kapazitätskreises. An der Stabilitätsgrenze werden die Schwingungen ungedämpft, man erhält die Lichtbogenschwingungen erster Art. Die Theorie liefert die Bedingungen ihrer Entstehung sowie ihre Frequenz. Für diese ergibt sich die bekannte Tatsache, daß sie mit wachsender Gleichstromstärke und wachsender Selbstinduktion bei Konstanthaltung aller übrigen Größen wächst.

(Eingesandt 15. Dezember 1913.)

Adresse des Autors: K. K. Deutsche Techn. Hochschule, Brünn.

Karl F. Lindman, Über die Absorption Hertzscher elektrischer Wellen im Eisen. (Ann. d. Phys. **42**, 30—44, 1913.)

Durch eine frühere experimentelle Untersuchung (1901) hatte der Verf. nachgewiesen, daß Hertzsche elektrische Wellen — in Übereinstimmung mit der Theorie, aber im Widerspruch zu gewissen älteren Versuchen — von unmagnetischen Metallspiegeln (Zinn und Kupfer), bei jedem Einfallswinkel und bei jedem Schwingungsazimut ohne merklichen Intensitätsverlust reflektiert werden. Es blieb aber dann unbeantwortet, ob nicht die Absorption bei magnetisierbaren Metallspiegeln (Eisen und Nickel) so viel größer sei, daß sie durch direkte Intensitätsmessungen nachgewiesen werden könnte. Durch die in seiner neuen Arbeit beschriebenen Messungen der von Resonatorengittern durchgelassenen und der von ihnen reflektierten Strahlung hat der Verf. bewiesen, daß Hertzsche Wellen von der Länge $\lambda = 26$ cm in eisernen Resonatorensystemen eine merkbar größere Absorption erleiden als in ähnlichen aus kreisförmigen Kupferdrähten bestehenden Systemen, wobei dieser Unterschied hauptsächlich von der Magnetisierbarkeit des Eisens herzurühren scheint. Die Ergebnisse dieser Versuche veranlaßten ihn, das Reflexionsvermögen eines ebenen Eisenspiegels mit dem eines gleich großen Kupferspiegels experimentell zu vergleichen. Obwohl die dabei beobachteten Abweichungen sämtlich im Sinne einer etwas schwächeren Reflexion beim Eisen gehen, sind diese Abweichungen jedoch so gering (in den meisten Fällen $< 2\,^0/_0$), daß sie innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler fallen. Theoretisch ist keine merkbare Absorption in Eisenspiegeln zu erwarten, falls man nicht einen Wert für die Permeabilität des Eisens für Hertzsche Schwingungen annimmt, der viel größer als der von Klemenčič angegebene Durchschnittswert 100 ist. Eine Absorption von $2\,^0/_0$ (größer kann sie nach den Versuchen des Verf. jedenfalls nicht sein) würde nämlich schon einer Magnetisierungskonstante = 8580 entsprechen. Die von Klemenčič angegebene Größenordnung der Permeabilität des Eisens für Hertzsche Wellen hält Verf. für ziemlich wahrscheinlich, obwohl seine Versuche die Möglichkeit eines wesentlich größeren Wertes nicht ausschließen.

Mit Hilfe eines großen Elektromagneten versuchte Verf. noch, ob die Hertzschen Wellen (von der halben Wellenlänge 8 cm) eine dem Kerrschen Phänomen analoge Erscheinung zeigen würden, kam aber, wie auch von Anfang an zu erwarten war, nur zu einem negativen Ergebnis.

(Eingesandt 20. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Physik. Institut der Universität Helsingfors (Finnland).

W. Esmarch, Über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in dispergierenden Medien (Ann. Phys. **42**, 1257, 1913).

Vorliegende Arbeit bezweckt, den Mechanismus der Ausbreitung und namentlich Reflexion elektromagnetischer Wellen in dispergierenden Medien näher zu verfolgen, als dies bei der gewöhnlichen rein formalen Behandlungsweise möglich ist. Es wird zunächst ausgeführt, daß beim Durchgang einer ebenen Welle in einem unbegrenzten Medium die schwingungsfähigen Ladungen einer jeden der Wellenebene parallelen dünnen Schicht zwei ebene elektromagnetische Wellen nach beiden Seiten von der Schicht weg aussenden. Die von allen Schichten des Mediums nach vorwärts ausgesandten Sekundärwellen bilden im Verein mit der Primärwelle die durchgehende Welle, die nach rückwärts emittierten die reflektierte Welle. Es stellt sich also die Reflexion als ein Strahlungsvorgang dar, der in sämtlichen Schichten des von der Primärwelle durchlaufenen Mediums seinen Ursprung nimmt, nicht etwa bloß in der Nähe der Grenzschicht infolge des Bestehens von Grenzbedingungen. Das Medium wird so in jedem Punkt von zwei Wellenzügen von entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung durchzogen, und dieser Umstand bedingt es, daß der magnetische Vektor im Innern eines dispergierenden Mediums vom elektrischen Vektor im gleichen Punkt der Amplitude und Phase nach verschieden ist. Bei Berechnung der Sekundärwellen ist demgemäß zu beachten, daß die die Elektronen zu Schwingungen anregende Kraft die Summe der elektrischen Vektoren der durchgehenden und reflektierten Welle ist. Die erhaltenen Formeln stimmen mit den bekannten Dispersionsformeln überein. Es läßt sich nach dieser Methode aber auch die reflektierte Welle im Innern des Mediums berechnen: dabei findet man, daß hier Phase und Energiestrom entgegengesetzte Fortpflanzungsrichtungen haben. Dank diesem Umstand kommt es im Innern eines einseitig begrenzten Mediums nicht zu stehenden Wellen, und dieses ist auch der Grund, weshalb sich für die Beobachtung die Reflexion als ein Vorgang darstellt, der bloß von der Grenzschicht auszugehen scheint.

Die angewandte Methode läßt sich mit einer geringen Modifikation auch zur Berechnung des nichtstationären Anfangszustandes bei Bildung der Welle im Medium benutzen, worauf aber in dieser Arbeit noch nicht näher eingegangen wird. E.

(Eingesandt 1. April 1914.)

Adresse des Autors: Physik. Institut der Universität in Warschau.

Mitteilungen aus der Praxis.

Ich versandte nachstehendes Zirkular, das ich hiermit auch den Lesern des „Jahrbuches" zur Kenntnis bringe:

Empfangsanordnung für die Beobachtungen während der Sonnenfinsternis.

Von der Parallelohm-Hörmethode, soll, weil zu ungenau und zu sehr von subjektiven Faktoren beeinflußt, möglichst abgesehen werden. Es wird die Benutzung eines empfindlichen Galvanometers von hohem Widerstand und kurzer Schwingungsdauer (1—4 Sek. für die ganze Schwingung) erbeten, entweder mit photographischer Registrierung oder mit Ablesungen; in letzterem Falle sind die Ausschläge graphisch als Ordinaten aufzutragen, während die Zeit die Abszissenachse bildet, wobei der Maßstab willkürlich gewählt werden kann. Atmosphärische Störungen werden natürlich mitregistriert. Das Galvanometer wird in einem aperiodischen Detektorkreis an Stelle des Telephons geschaltet und zwar am besten unter Parallelschaltung eines kleinen Blockkondensators zum Telephon bzw. Galvanometer. Als Detektor wird vorteilhaft ein empfindlicher Kontakt-Kristalldetektor benutzt; es empfiehlt sich, zwei Detektoren von gleicher Empfindlichkeit zur abwechselnden Benutzung bereit zu halten.[1])

Ich bitte um gefl. baldige Mitteilung, ob auf Ihre freundl. Unterstützung durch solche Aufnahmen zu rechnen ist. Voraussichtlich wird mit Vorversuchen zur Einübung schon im Juni begonnen werden, und lasse ich im Falle Ihrer Zusage Versuchsprogramm[2]) demnächst folgen.

Dr. G. Eichhorn,
Mitarbeiter der Commission Internationale
de T. S. F. S. (Brüssel)
und des B. A. Committee (London).

1) Genauere Ratschläge über die Wahl und erforderliche Kontrolle des Detektors sowie über die Koppelung der Kreise sollen noch folgen.

2) Dasselbe erscheint auch im nächsten Heft des Jahrbuches.

(Eingesandt 10. Mai 1914.)

Rudolf Goldschmidts „Tonrad" als Detektor in der drahtlosen Telegraphie.

Die für die drahtlose Telegraphie verwendeten Ströme haben eine Frequenz von wenigstens 30 000 Perioden in der Sekunde. Die Messung der außerordentlich kleinen Ströme von so hoher Frequenz, die auf den drahtlosen Empfangsstationen ankommen, bietet nun nicht geringe Schwierigkeiten. Während man mit Leichtigkeit beispielsweise bei Gleichstrom ein Galvanometer für 10^{-8} Amp. bauen kann, indem man ihm ein sehr starkes magnetisches Feld gibt, ist dies bei Wechselstrom praktisch unmöglich, es sei denn, daß man das magnetische Feld mit einem Wechselstrom erregt, der dieselbe hohe Frequenz hat wie die ankommenden Ströme. Auf die Schwierigkeiten, die dies bietet, braucht wohl nicht näher eingegangen zu werden, allein die Erhaltung des Synchronismus ist praktisch eine Unmöglichkeit. Die gleichen Betrachtungen würden auf elektrostatische Instrumente Anwendung finden.

Die Benutzung eines auf der Sekundärstation erzeugten Hochfrequenzstromes für den Empfang ist wohl zuerst von Fessenden vorgeschlagen worden. Er verwendet bei seinem Heterodynesystem[1]) einen Hochfrequenzstrom, der um einige Prozent höher oder tiefer liegt als der zu empfangende Strom. Ist die ankommende Frequenz $F_1 = 50\,000$ Perioden pro Sekunde, so wird F_2 beispielsweise gleich 49 000 gewählt. Würde man nun den Magneten eines Galvanometers oder die Platten eines statischen Instrumentes mit den 49 000 Perioden erregen, so würde das bewegliche System des Instrumentes in Schwingungen von der Frequenz $F_1 - F_2 = 1000$ Perioden in der Sekunde versetzt werden. Diese Schwingungen ließen sich natürlich oszillographisch aufzeichnen oder wenn man statt des Galvanometers ein elektrostatisches oder elektrodynamisches Telephon verwendet, als Ton von 1000 Schwingungen in der Sekunde wahrnehmen. Derartige Telephone sind aber bisher noch nicht mit ausreichender Empfindlichkeit ausgebildet worden. Fessenden verwendet deswegen, ebenso wie das sonst bei dem Empfang von elektrischen Wellen üblich ist, einen Gleichrichter, einen gewöhnlichen Kontaktdetektor oder einen Vakuumdetektor. Er „mischt" die ungedämpft ankommenden Wechselströme von 50000 Perioden mit den sekundär erzeugten 49000 Perioden, erhält dadurch Schwebungen und nimmt den Summenstrom nach seiner Gleichrichtung als Ton von 1000 Perioden im gewöhnlichen Telephon wahr.

1) S. voriges Heft des Jahrbuches S. 443.

Der Starkstromtechniker wird nun, wenn er vor die Aufgabe gestellt wird, die Ströme hoher Frequenz zu empfangen, wohl zuallererst an die bekannten Mittel der Starkstromtechnik zur Frequenzumformung denken. Der Erfinder hat Versuche mit einem asynchronen Frequenzumformer gemacht, und zwar hat er seine Hochfrequenzmaschine[1]) hierzu benutzt. Läuft die Maschine als Generator,

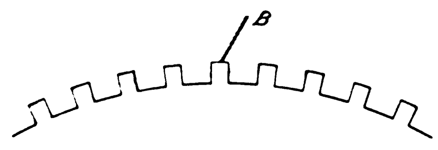


Fig. 1.

so erhält man bei Gleichstromerregung nach mehrfacher selbsttätiger Umformung im Inneren der Maschine den Hochfrequenzstrom. Führt man der Maschine Hochfrequenzstrom zu und läßt die Maschine „asynchron“ laufen, so erhält man an der Stelle, wo vorher der Gleichstrom zugeführt wurde, eine Wechselstromspannung niederer Frequenz,

Fig. 2a.

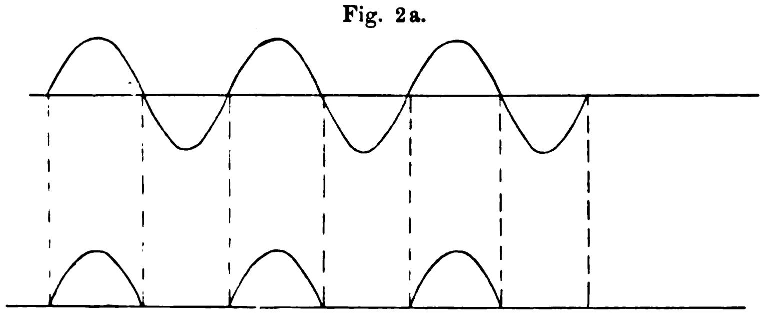


Fig. 2b.

deren Höhe nur vom Asynchronismus abhängt. Derartige Maschinen bieten den Nachteil, daß durch den remanenten Magnetismus andauernd Geräusche im Telephon entstehen. Diesen Geräuschen überlagert sich, wie experimentell festgestellt worden ist, ein klarer Ton. Goldschmidt hält es für möglich, die Wirkung des remanenten Magnetismus durch sorgfältige Gegenerregung zu beseitigen, hat es aber vorgezogen, einen anderen Weg zur Frequenzumformung zu beschreiten.

1) Jahrb. 4, 341.

In der Starkstromtechnik wenig bekannt und auch wohl nicht häufig angewendet ist die Leblancsche Kommutatormaschine (commutatrice), die zur Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom dient. Sie besteht im wesentlichen aus einem rotierenden Kommutator. Den Segmenten wird die Spannung an den Abzweigstellen eines Trans-

Fig. 3. Fig. 4.

formators zugeführt und die Umsetzung des Wechselstromes in Gleichstrom erfolgt durch einfache Kommutation. In der Starkstromtechnik ist wegen der Funkenbildung die Anwendungsfähigkeit dieses Prinzips wohl auf kleinere und mittlere Leistungen beschränkt. Bei den außerordentlich geringen Strömen, um die es sich beim Empfang in der

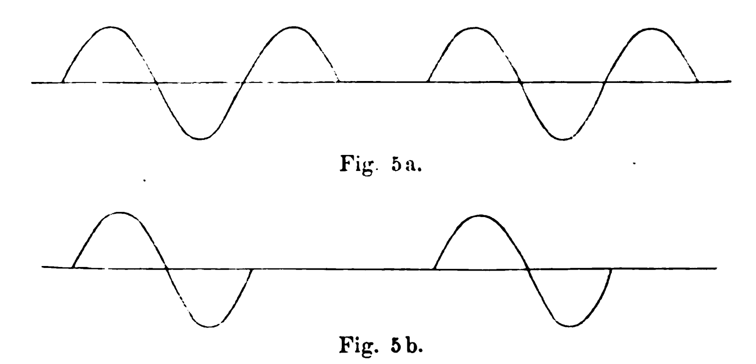


Fig. 5a.

Fig. 5b.

drahtlosen Telegraphie handelt, treten derartige Störungen natürlich nicht auf. Die Maschine hat den für die drahtlose Telegraphie wichtigen Vorzug, daß alle Nebengeräusche fortfallen.

Die Schwierigkeit, die sich zuerst darbietet, ist die, eine entsprechend hohe Kommutierungsgeschwindigkeit zu erzielen und das ist nur möglich, wenn man der „commutatrice“ eine möglichst einfache Form gibt. Der Stromwender würde deswegen durch eine zahnradartige Scheibe ersetzt, bei der der Wechselstrom nicht kommutiert sondern einmal pro Welle unterbrochen wird. Fig. 1 zeigt einen Teil des Scheibenumfanges mit der Bürste *B*, Fig. 2a den sinusförmig gedachten Wechselstrom, wie er der Bürste *B* zugeführt wird. Nach

der Kommutation hat der Strom die Form Fig. 2b unter der Voraussetzung, daß das Zackenrad synchron rotiert. Es ist nun gar nicht schwierig, die notwendige Unterbrechungszahl zu erzielen. Sind beispielsweise 40000 Perioden pro Sekunde gegeben und wählt man die Zahnteilung am Umfang des Tonrades gleich 1 mm, so tritt synchrone Rotation ein bei einer Umfangsgeschwindigkeit von $40000 \cdot 1$ mm = 40 m pro Sekunde, eine Geschwindigkeit, die durchaus in ausführbaren Grenzen liegt. Es ist nun praktisch eine Unmöglichkeit, das Tonrad genau synchron rotieren zu lassen. Die Umdrehungszahl wurde daher von vornherein asynchron gewählt. Bei 40000 zugeführten Perioden ist beispielsweise die Unterbrechungszahl 39000 oder 41000. Der kommutierte Strom nimmt dann die Form Fig. 3 an. Dieser Strom ist ein „zackiger" Wechselstrom von der Periodenzahl $40000 - 39000 = 1000$, der in Fig. 3 gestrichelt eingezeichnet ist.

Es ist nun keineswegs notwendig, das Tonrad der Synchrontourenzahl nahezubringen; es genügt jeder ungerade Bruchteil dieser Umdrehungszahl. Führt man der Bürste B Wechselstrom von einer gegebenen Periodenzahl zu und läßt das Tonrad vom Stillstand langsam auf die volle Tourenzahl hinauflaufen, so geht der empfangene Ton andauernd durch die ganze Tonleiter hindurch. Man hört ein fortwährendes Zwitschern im Telephon bis etwa ein Drittel der normalen Tourenzahl. Dann tritt eine größere Zwischenpause ein, bis man in die Nähe der Synchrongeschwindigkeit kommt. Auch bei geraden Bruchteilen der Synchrongeschwindigkeit, wie beispielsweise in der Nähe der halben Synchrongeschwindigkeit, treten die Tonerscheinungen auf, wenn die Breite der Bürste groß ist. Sollen nämlich die Unterbrechungszeiten gleich den Kontaktzeiten sein, so muß, wenn β = Zahnbreite, γ = Zwischenraum und b = der Bürstenbreite ist, der Kontaktweg $(\beta + 2b)$ = dem Unterbrechungsweg $\gamma - 2b$ sein (Fig. 4). Ist b zu groß, so erhält man bei halber Synchrongeschwindigkeit das Bild Fig. 5a. Man erkennt, daß die Kurve einen Gleichstromteil enthält. Ist Kontaktdauer = Unterbrechungsdauer, so wird bei halber Synchrongeschwindigkeit die Fig. 5b für den Sekundärstrom erlangt; es tritt also keine Gleichstromkomponente auf.

Die erste praktische Frage, die sich aufdrängt, ist die Frage der Abnutzung infolge von Fräserwirkung des Tonrades an der Bürste. Praktisch zeigt sich, daß diese sehr gering ist und als $^1/_2$ mm pro Stunde Dauerlauf beträgt. Die Bürste B besteht aus Kupferdraht oder einem Kupferblatt, das nach dem Vorschlage des Assistenten von Prof. G o l d - s c h m i d t, Herrn A a g e S. M. S ö r e n s e n, in Isolationsmaterial ein-

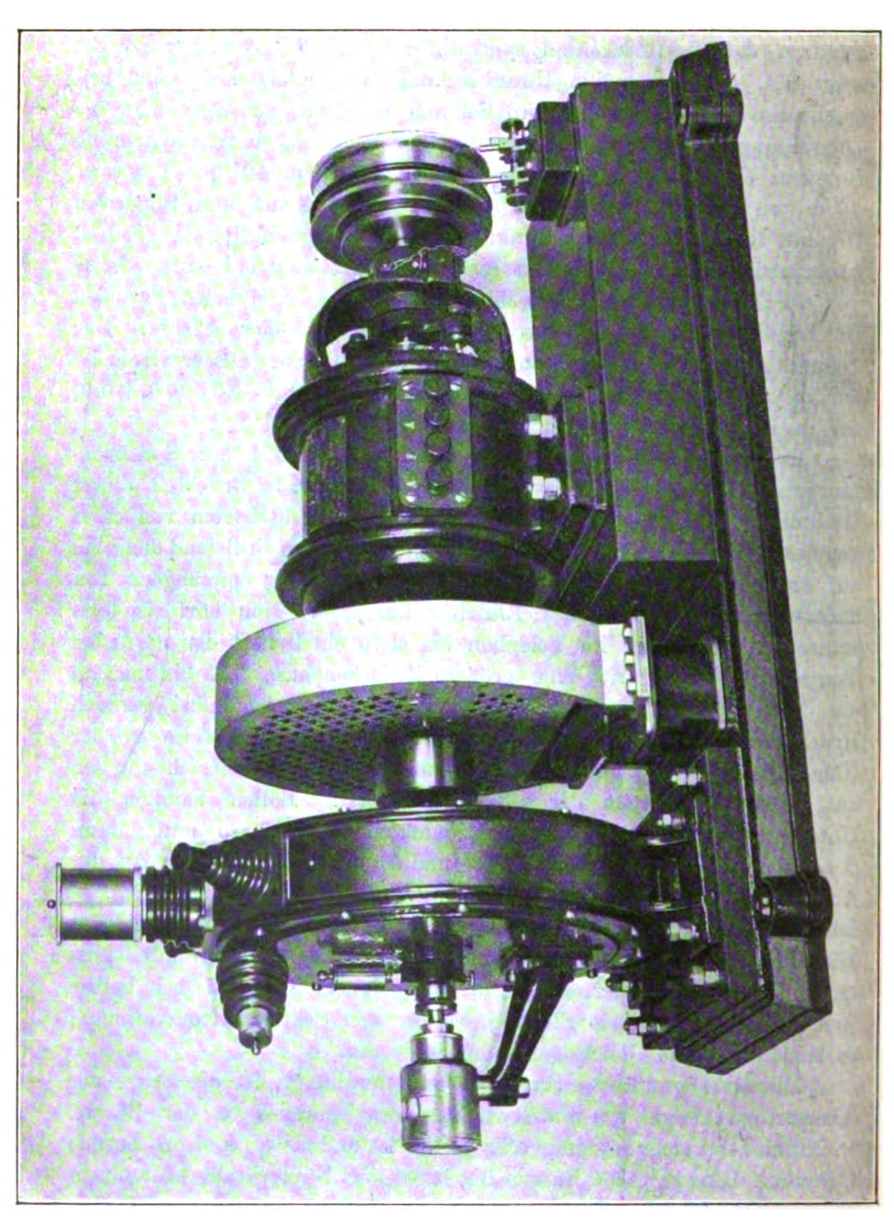


Fig. 6.

gebettet ist. Dieses Isolationsmaterial nutzt sich mit der Bürste gleichmäßig ab und dämpft Vibrationen.

Fig. 6 gibt ein Bild des Tonrades in der praktischen Ausführung. Das Rad wird durch einen Motor angetrieben, der mit automatischer

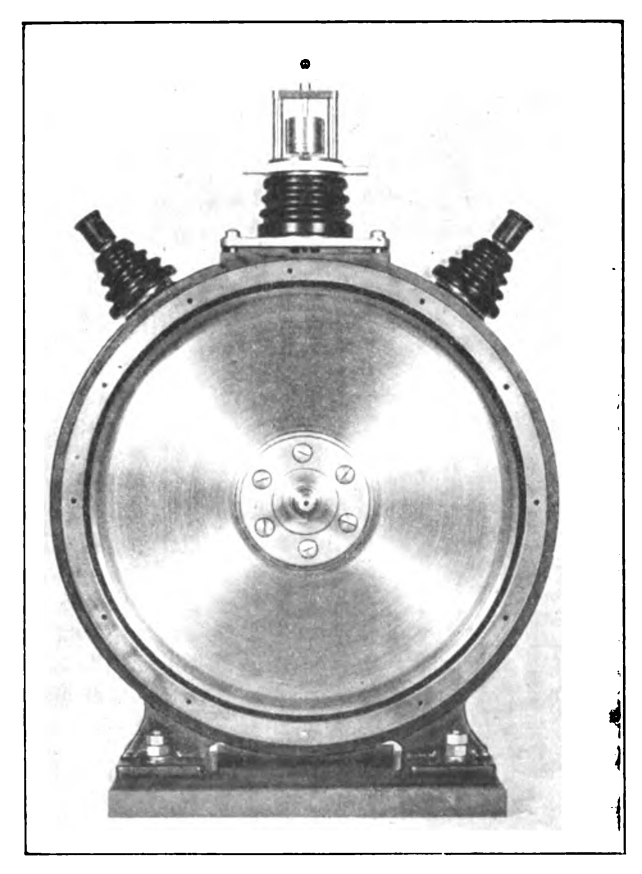


Fig. 7.

Tourenregulierung durch eine Zentrifugalkontaktvorrichtung und eine Wirbelstrombremse zur künstlichen Belastung versehen ist. Fig. 7 u. 8 zeigen das Tonrad selbst, von der Seite gesehen, ohne Gehäuse.

Anfänglich ergaben sich nicht unwesentliche Schwierigkeiten infolge von Kriechströmen von der Motorseite aus, die ein dauerndes Geräusch im Telephon verursachten. Diese Schwierigkeiten wurden

dadurch beseitigt, daß man die Stromzuführung zum Tonrad selber so nahe wie möglich an die Unterbrecherkontaktbürste heranlegte und die Isolierung verbesserte.

Die Empfindlichkeit des Tonrades ist der von irgend einem anderen

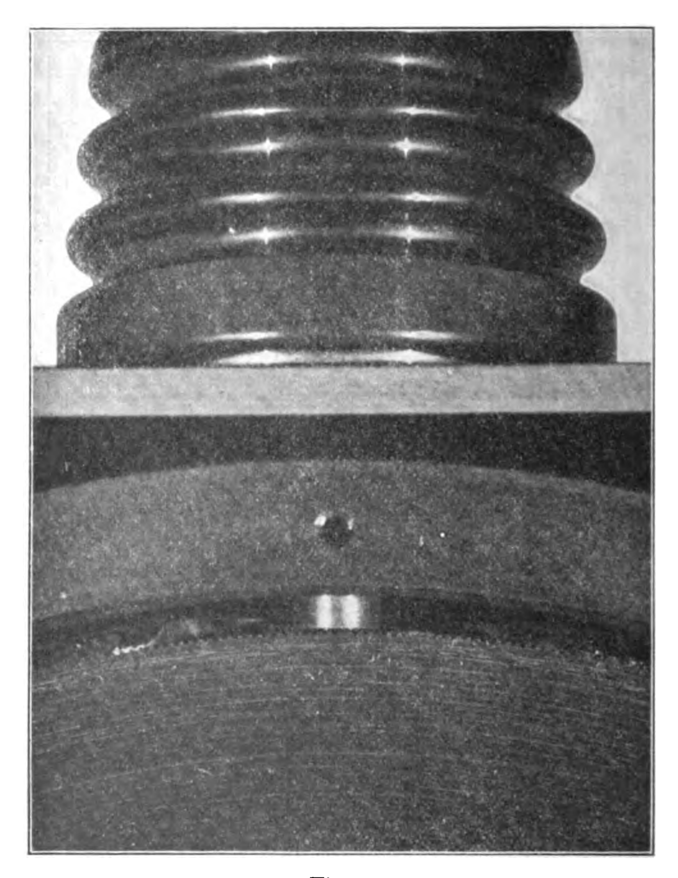


Fig. 8.

Detektor, soweit die bisherigen Erfahrungen gelehrt haben, mindestens gleichwertig.

Das Tonrad hat sich auch beim transatlantischen Verkehr zwischen der Station Eilvese der Hochfrequenzmaschinen Aktiengesellschaft für drahtlose Telegraphie und der amerikanischen Station dieser Gesellschaft in Tuckerton, wo es zum ersten Male praktische Verwendung gefunden hat, gut bewährt.

Es hat vor vielen anderen folgende wesentliche Vorzüge:

1. Gedämpfte Wellen (von Funkenstationen herrührende) werden nicht als Ton sondern als Geräusch wahrgenommen.

2. Stationen von nur etwas verschiedener Wellenlänge werden mit ganz verschiedener Tonhöhe gehört. Läuft beispielsweise das Tonrad mit 39000 Unterbrechungen und die zu empfangende Station



Fig. 9.

sendet mit 40000 Perioden, so empfängt man diese Station mit 1000 Perioden. Eine andere Station, die beispielsweise eine $2^1/_2$ $^0/_0$ kürzere Welle hat, entsprechend 41000 Perioden, wird schon mit $41000 - 39000 = 2000$ Perioden gehört. Es ist also sehr leicht, die eigene Station von anderen zu unterscheiden.

3. Der Ton hebt sich aus den atmosphärischen Störungen sehr klar heraus.



Fig. 10.

4. Jedes Telephon spricht bei einer bestimmten Tonhöhe am besten an. Da man es nun in der Hand hat, auf der Sekundärstation die Höhe des empfangenden Tones einzustellen, so kann man die Tonhöhe, dem verwendeten Telephon entsprechend, auf ein Optimum regulieren. Dieser Vorteil ist wohl einer der wichtigsten. Verstärkungen im Verhältnis von schätzungsweise 1 : 10 sind durchaus möglich.

Interessant waren auch die Versuche, das Tonrad in Verbindung mit einem registrierenden Galvanometer zu verwenden. Seine im Vergleich zu den gewöhnlichen Detektoren hohe Empfindlichkeit war die Veranlassung zu diesen Untersuchungen. Hierbei ergab sich das interessante Resultat, daß nicht wie bei den gewöhnlichen registrierenden Telegraphierapparaten die Zeichen in Zickzackform erscheinen, sondern wie beim gewöhnlichen Morsealphabet. Fig. 9 gibt das Bild eines gewöhnlichen Empfangsstreifens von dem mit einer Zelle gekoppelten

Galvanometer, Fig. 10 das Bild, wie es bei Verwendung des Tonrades erzielt wird. Die Striche in Fig. 10 erscheinen dann, wenn nicht gesendet wird; sobald gesendet wird, wird der Faden des Galvanometers in Schwingungen von 500 oder 1000 Perioden versetzt. Die Folge davon ist, daß das belichtete photographische Papier eigentlich eine Zickzacklinie zeigen müßte. In Wirklichkeit ist es aber zu wenig empfindlich, um diese Zickzacklinie aufzuschreiben, so daß die Zeichen selbst als Unterbrechungen erscheinen. Durch Umkehrung in der Tastung erscheinen die Signale selbst als Striche. Die atmosphärischen Störungen werden sich also bei dem Tonrad während des Zwischenraumes gar nicht bemerkbar machen, auf dem Strich selbst nur als Deformationen.

Das Tonrad wird von der C. Lorenz Aktiengesellschaft Berlin gebaut. Um die Ausbildung haben sich die Herren Dr. Rein, Scheppmann, Cordsmeyer und Sörensen verdient gemacht.

Zusammenfassung.

Es wird ein mechanischer Detektor für elektrische Wellen beschrieben, der es gestattet, ungedämpfte kontinuierliche Wellen als Ton zu empfangen und die Tonhöhe auf der Sekundärstation einzustellen.

(Eingesandt 1. Januar 1914.)

Adresse von Prof. Goldschmidt: Hochfrequenzmaschinen Aktiengesellschaft für drahtlose Telegraphie, Berlin SO 26, Elisabeth-Ufer 5/6.

Die Wirkung eines parallel geschalteten Kondensators in der Empfangsantenne.

(The Effect of a Parallel Condenser in the Receiving Antenna.)

Von **L. W. Austin.**

Es ist allgemein gebräuchlich, einen veränderlichen Kondensator, der zu der ganzen Selbstinduktion der Empfangsantenne oder zu einem Teil von ihr parallel liegt, zum Zwecke der Vergrößerung der Wellenlänge zu benutzen, auf welche die Antenne abgestimmt ist. Dieses Verfahren ist insofern sehr bequem, als es die Notwendigkeit kleiner Selbstinduktionsabstufungen beseitigt und auch den erforderlichen Gesamtbetrag der Selbstinduktion verringert. Man hat zeitweilig gemeint, daß es auf diese Weise möglich wäre, die dem Detektorkreise zu-

geführte Energiemenge über die durch reine Selbstinduktions-Abstimmung erreichbare hinaus zu steigern.

Die Vergleichung zwischen Empfangseinrichtungen, bei denen der parallel geschaltete Kondensator benutzt wird und solchen, bei denen man sich der Selbstinduktions-Abstimmung bedient, hat im allgemeinen gelehrt, daß die ersteren den letzteren an Wirksamkeit unterlegen waren. Aus diesem Grunde wurde die Wirkung eines Ersatzes von Selbstinduktion durch verschieden große parallel gelegte Kapazitäten untersucht. Die benutzte Apparatur bestand aus einem künstlichen Antennenkreise, der eine die Antenne vertretende Kapazität enthielt, der zu untersuchenden Empfangsanordnung, einem Widerstande von sechs Ohm, der den Antennenwiderstand vertrat, und einer kleinen Spule; mit letzterer war lose ein durch einen Summer betriebener Wellenmesser gekoppelt, der auf die verlangte Wellenlänge und das Senderdekrement eingestellt war. Die ursprünglich für reine Selbstinduktions-Abstimmung eingerichtete Empfangsanordnung wurde mit einem abgestimmten Sekundärkreise ausgerüstet; dieser bestand aus veränderlicher Selbstinduktion und veränderlicher Kapazität nebst dem in üblicher Weise zur Kapazität parallel geschalteten Eisenpyritdetektor. Zwecks Vornahme quantitativer Vergleichsmessungen waren die Telephone durch ein empfindliches d'Arsonval-Galvanometer von 2000 Ohm Widerstand ersetzt worden.

Zunächst wurde der Ausschlag bei Anwendung reiner Selbstinduktions-Abstimmung gemessen; dabei wurde die Koppelung sorgfältig so eingestellt, daß sie den größten Galvanometerausschlag lieferte. Dann wurde ein veränderlicher Luftkondensator zum Primärkreise der Empfangseinrichtung parallel geschaltet, und nun wurden bei verschiedenen Kombinationen zwischen Selbstinduktion und paralleler Kapazität Beobachtungen angestellt; dabei wurde die Koppelung zwischen Primärkreis und Sekundärkreis in jedem Einzelfalle so eingestellt, daß sie den größtmöglichen Ausschlag ergab.

Zwei derartige Beobachtungsreihen sind in den Tabellen 1 und 2 wiedergegeben. Tabelle 1 bezieht sich auf eine Antenne mit geringer Kapazität, 0,0007 Mikrofarad, während bei den in Tabelle 2 verzeichneten Versuchen die Kapazität der Antenne beträchtlich größer ist, nämlich 0,002 Mikrofarad. Die Tabellen zeigen deutlich die Abnahme in der Empfangswirksamkeit, wenn die Selbstinduktion durch den parallelen Kondensator ersetzt wurde. Wie zu erwarten ist, kann man bei der größeren Antenne eine höhere Kapazität anwenden, ohne die Intensität der empfangenen Signale wesentlich zu schwächen. In beiden

Fällen verringert ein Ersatz der halben Selbstinduktion durch eine Kapazität den Ausschlag annähernd um ein Drittel.[1])

Tabelle 1.

Kapazität der Antenne = 0,0007 Mikrofarad
λ = 2000 m δ_1 = 0,1

Parallele Kapazität in Mikrofarad	Selbstinduktion der Antenne in Mikrohenry	Ausschlag in mm
0	1330	230
0,000 16	1180	210
0,000 32	1050	195
0,000 64	840	180
0,001 00	820	160
0,001 32	610	140
0,001 65	540	125
0,002 00	480	105

Tabelle 2.

Kapazität der Antenne = 0,002 Mikrofarad
λ = 3000 m δ_1 = 0,1

Parallele Kapazität in Mikrofarad	Selbstinduktion der Antenne in Mikrohenry	Ausschlag in mm
0	1100	110
0,000 34	980	105
0,000 73	874	95
0,000 94	830	92
0,001 47	720	90
0,002 24	620	74
0,003 14	515	56
0,004 12	415	42

Es wurden noch andere Beobachtungsreihen angestellt. Bei einigen von diesen wurde die künstliche Antenne durch ungedämpfte Schwingungen erregt, und bei einigen wurden wirkliche Antennen statt der künstlichen benutzt. In allen Fällen war jedoch der Einfluß der parallel gelegten Kapazität im wesentlichen derselbe wie in den hier angeführten Fällen.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Ich habe kürzlich auf meiner Station analoge Untersuchungen angestellt und bin zu den gleichen Resultaten gelangt. Immerhin ist die Verwendung eines variablen Drehkondensators zur Erzielung maximaler Abstimmung sehr bequem, nur sollte die Kapazität sehr klein sein und gewissermaßen nur als Feineinstellung dienen. Eichhorn.

(Eingesandt 2. März 1914.)

Adresse des Autors: U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory Navy Departement, Washington D. C., U. S. A.

Wir entnehmen der Telefunken-Zeitung Nr. 13, 1914 (III. Jahrgang, Nr. 1) folgendes:

Bestimmungen für deutsche Bordstationen. In der durch das Zentralblatt für das Deutsche Reich vom 21. Juni 1913 (Nr. 32, S. 619 ff.) durch den Reichskanzler veröffentlichten „Anweisung für den Funkentelegraphendienst" vom 15. Juni 1913, sind eine Reihe von Bestimmungen niedergelegt, die besonders für Bordstationen von Wichtigkeit sind. Auf diese Bestimmungen soll hier kurz eingegangen werden.

Jede Bordstation ist verpflichtet, mit jeder Küsten- oder Bordstation ohne Unterschied des von ihnen benutzten funkentelegraphischen Systems Funkentelegramme auszutauschen. Der Betrieb sämtlicher Stationen, auch der nicht dem öffentlichen Verkehr dienenden, ist möglichst so einzurichten, daß er den Dienst anderer Stationen nicht stört. Den Bordstationen ist der Gebrauch der Sendeapparate in deutschen Häfen nur mit schriftlicher Genehmigung des Reichs-Postamtes gestattet. Bei etwaigen Versuchen und Übungen müssen Wellenlängen benutzt werden, welche von den für den öffentlichen Verkehr zugelassenen abweichen; auch darf ebenso wie beim gewöhnlichen Telegrammaustausch, nur mit dem geringsten Kraftaufwand gearbeitet werden, der für eine gute Verständigung erforderlich ist. Die Bordstationen dürfen den Betrieb der Küstenstationen, denen im allgemeinen der Vorrang für den öffentlichen Nachrichtenverkehr gebührt, nicht stören.

Jede Bordstation soll nach § 20 der Anweisung folgenden Bedingungen entsprechen:

a) Die ausgesandten Wellen müssen so rein und so wenig gedämpft sein wie möglich. Insbesondere ist die Verwendung von Sendevorrichtungen, bei denen die Erzeugung der ausgestrahlten Wellen im Wege direkter Entladung der Antenne durch Funken erfolgt, nicht gestattet, abgesehen von Fällen der Seenot. Sie kann indessen für gewisse besondere Stationen (z. B. für solche auf kleinen Schiffen) zugelassen werden, bei denen die Primärenergie 50 Watt nicht übersteigt.

b) Die Apparate müssen zum Senden und zum Empfang mit einer Geschwindigkeit von mindestens 20 Wörtern in der Minute geeignet sein, wobei das Wort zu fünf Buchstaben gerechnet wird. Die mit mehr als 50 Watt arbeitenden An-

lagen sind so auszurüsten, daß es leicht möglich ist, mehrere unter der normalen liegende Reichweiten zu erzielen, deren kleinste etwa 15 Seemeilen betragen soll.

c) Die Empfangsapparate müssen gestatten, mit dem größtmöglichsten Schutz gegen Störungen Übermittelungen mit Wellenlängen bis zu 600 m zu empfangen.

d) Die dem funkentelegraphischen Apparate zugeführte Energie darf, an den Klemmen des Stromerzeugers der Station gemessen, unter normalen Verhältnissen ein Kilowatt nicht übersteigen.

e) Für einen Verkehr auf weite Entfernungen (über 200 Seemeilen) kann eine Energie von mehr als einem Kilowatt angewendet werden, oder, wenn infolge außergewöhnlicher Umstände die Übermittelung sich nur durch einen vermehrten Energieaufwand ermöglichen läßt.

Jede Bordstation muß ferner Wellenlängen von 600 und von 300 m aussenden und empfangen können. Während der Dienststunden muß jede Bordstation imstande sein, die mit ihrer normalen 600 m-Welle gegebenen Anrufe aufzunehmen. Schiffe geringen Rauminhalts, die sachlich außerstande sind, die Wellenlänge von 600 m zum Senden zu benutzen, können ermächtigt werden, ausschließlich die 300 m-Welle anzuwenden; nur müssen sie dann aber trotzdem, schon mit Rücksicht auf die mit der 600 m-Welle gegebenen Seenotzeichen, imstande sein, mit der 600 m-Welle zu empfangen. Die funkentelegraphischen Hilfsanlagen der Bordstationen müssen so sicher wie möglich untergebracht werden, sie müssen über eine besondere Kraftquelle verfügen, schnell in Betrieb gesetzt werden können, wenigstens für einen sechsstündigen Verkehr ausreichen und je nach der Schiffskategorie eine Mindestreichweite von 50—80 Seemeilen haben. Die Hilfsanlagen müssen ebenso wie die Bordstationen möglichst hoch über dem Oberdeck, und zwar entweder in der Höhe der Brücke oder des großen Bootsdecks derart gesichert untergebracht werden, daß sie bei einem Schiffsunfalle tunlichst lange über Wasser gehalten werden können und betriebsfähig bleiben. Bei Verwendung von Batterien für die Hilfsanlagen können basische Sammler im Funkenraume selbst aufgestellt werden, während Säuresammler wegen der sich entwickelnden Dämpfe außerhalb des Funkenraumes in unmittelbarer Nähe so unterzubringen sind, daß auch sie gegen äußere Einflüsse geschützt bleiben.

Jeder Bordtelegraphist muß sich vor seiner Zulassung bei einer

vom Reichspostamt bezeichneten Dienststelle einer Prüfung unterziehen. Das ihm ausgestellte Zeugnis — es gibt zwei Klassen, je nach Fähigkeit — stellt sich nur den technischen Befähigungsnachweis des Telegraphisten fest, sondern auch seine Verpflichtung auf das Telegraphengeheimnis. Bei Verstößen gegen die Bestimmungen der Anweisung oder Unfähigkeit des Telegraphisten kann auf Zurückziehung des Zeugnisses erkannt werden. Der Funkentelegraphendienst der Bordstation untersteht der Oberaufsicht des Schiffsführers, der als Vorsteher der Bordstation zur Einsichtnahme sämtlicher Telegramme befugt ist, sofern er von der Reichs-Telegraphenverwaltung oder bei den ständig im Auslande beschäftigten Schiffen von einem deutschen (General-, Vize-) Konsulat auf das Telegraphengeheimnis verpflichtet worden ist.

Die Dienststunden der Bordstationen richten sich je nach der Kategorie, zu der das Schiff gehört. Es gibt drei Klassen von Bordstationen:

1. Stationen mit ununterbrochenem Dienst.
2. Stationen mit beschränkter Dienstdauer.
3. Stationen ohne feste Dienststunden.

Während der Fahrt müssen in Hörbereitschaft bleiben:

1. Die Stationen der ersten Kategorie dauernd.
2. Diejenigen der zweiten Kategorie während der Dienststunden und außerhalb dieser Stunden während der ersten 10 Minuten jeder Stunde.

Die Stationen der dritten Kategorie sind zu keinem regelmäßigen Hördienst verflichtet.

In Deutschland erfolgt die Einteilung der Schiffe in die einzelnen Klassen vorläufig nach folgenden Gesichtspunkten: Bordstationen erster Kategorie sollen erhalten:

1. Alle Passagierdampfer im transatlantischen Verkehr nach Nordamerika.
2. Alle Passagierdampfer, die einen Bruttoraumgehalt von nicht unter 600 t haben und nicht unter 14 Knoten laufen.
3. Alle Passagierdampfer, außer den unter 1. und 2. fallenden, die 1000 Personen oder mehr an Bord haben, ohne die Besatzung und die Deckpassagiere.

Alle übrigen nicht unter 1. bis 3. fallenden Passagierdampfer sollen Bordstationen der zweiten Kategorie führen. Alle Frachtdampfer sollen Bordstationen der dritten Kategorie erhalten.

Die Errichtung und der Betrieb privater Bordstationen unterliegt der Genehmigung des Reichs. Die Genehmigung, die unter dem Vorbehalt des jederzeitigen Widerrufs erfolgt, wird vom Reichspostamt gegen Anerkennung bestimmter Bedingungen erteilt. Der Unternehmer ist verpflichtet, der Reichs-Telegraphenverwaltung eine Beschreibung der Bordstationen nebst Stromaufzeichnung zu geben, die ein zutreffendes Bild über die einzelnen Bestandteile der technischen Einrichtung der Station, ihr Zusammenwirken und ihre Handhabung ergibt. Zur Prüfung der vorschriftsmäßigen Beschaffenheit der Bordstation und der Handhabung des Betriebes ist den Beauftragten der Telegraphenverwaltung jederzeit zu gestatten, die Räume, in denen die Apparate betrieben werden, zu betreten und von den Betriebseinrichtungen Kenntnis zu nehmen.

Der Funkentelegraphendienst darf nur von deutschen Reichsangehörigen ausgeübt werden. Der Aufforderung der Reichs-Telegraphenverwaltung zur zeitweiligen Einstellung des Betriebes der Bordstation ist jederzeit ohne Verzug Folge zu geben. Bei einem Aufenthalt in den Hoheitsgewässern fremder Staaten sind die daselbst gültigen Bestimmungen über die Funkentelegraphie zu befolgen. Es ist Sache des Unternehmers, sich von diesen Bestimmungen Kenntnis zu verschaffen.

Die Bordstation muß im Besitz eines von der Reichs-Telegraphenverwaltung ausgestellten Ausweises sein, aus dem hervorgeht, daß die Errichtung und der Betrieb der Bordstation behördlicherseits genehmigt worden ist und welcher Kategorie die Bordstation angehört. Dieser Ausweis muß bei der Bordstation vorhanden sein und auf Erfordern den zuständigen Behörden der Länder, deren Häfen das Schiff anläuft, vorgezeigt werden. Die funkentelegraphische Einrichtung jeder Bordstation, die Inhaberin des Ausweises über die erfolgte Genehmigung ist, muß von den anderen Regierungen als den Bedingungen der Ausführungs-Übereinkunft zum internationalen Funkentelegraphenvertrage entsprechend angesehen werden. Wird der Ausweis nicht vorgelegt, so können die zuständigen Behörden sich davon vergewissern, daß die funkentelegraphischen Einrichtungen des Schiffes den durch die Ausführungs-Übereinkunft auferlegten Bedingungen genügen.

Von besonderem Interesse dürfte noch die nachstehende „Zusammenstellung der im Funkentelegraphenverkehr anzuwendenden Abkürzungen“ sein.

Abkürzungen	Frage	Antwort oder Bemerkung
1	2	3
▬●▬●▬▬●▬	(C Q)	Suchzeichen, von einer Station angewendet, die in Verkehr zu treten wünscht (§ 28)
▬●▬●	(T R)	Zeichen zur Ankündigung der von der Bordstation zu machenden dienstlichen Angaben (§ 31)
▬▬●●▬▬	(!)	Zeichen, das darauf hinweist, daß eine Station mit großer Kraft senden wird (§ 30)
P R B	Wünschen Sie mit meiner Station unter Benutzung des Internationalen Signalbuches zu verkehren?	Ich wünsche mit Ihrer Station unter Benutzung des Internationalen Signalbuches zu verkehren
Q R A	Welches ist der Name Ihrer Station?	Hier ist die Station ....
Q R B	In welcher Entfernung von meiner Station befinden Sie sich?	Die Entfernung zwischen unseren Stationen beträgt ... Seemeilen
Q R C	Welches ist Ihre wahre Peilung?	Meine wahre Peilung ist ... Grad
Q R D	Wohin fahren Sie?	Ich fahre nach ....
Q R F	Woher kommen Sie?	Ich komme von ....
Q R G	Welcher Gesellschaft oder Schiffahrtslinie gehören Sie an?	Ich gehöre .... an
Q R H	Welches ist Ihre Wellenlänge?	Meine Wellenlänge beträgt ... Meter
Q R J	Wieviel Wörter haben Sie zu übermitteln?	Ich habe ... Wörter zu übermitteln
Q R K	Wie erhalten Sie?	Ich erhalte gut
Q R L	Erhalten Sie schlecht? Soll ich 20 mal ●●●▬● geben, um das Einstellen Ihrer Apparate zu ermöglichen?	Ich erhalte schlecht. Geben Sie 20 mal ●●●▬●, damit ich meine Apparate einstellen kann
Q R M	Wurden Sie gestört?	Ich wurde gestört
Q R N	Sind die Luftstörungen sehr stark?	Die Luftstörungen sind sehr stark
Q R O	Soll ich die Kraft vermehren?	Vermehren Sie die Kraft
Q R P	Soll ich die Kraft vermindern?	Vermindern Sie die Kraft
Q R Q	Soll ich schneller geben?	Geben Sie schneller
Q R S	Soll ich langsamer geben?	Geben Sie langsamer
Q R T	Soll ich mit der Übermittelung aufhören?	Hören Sie mit der Übermittelung auf
Q R U	Haben Sie etwas für mich?	Ich habe nichts für Sie

Abkürzungen	Frage	Antwort oder Bemerkung
1	2	3
Q R V	Sind Sie bereit?	Ich bin bereit. Alles ist in Ordnung
Q R W	Sind Sie beschäftigt?	Ich bin mit einer anderen Station beschäftigt (oder: mit . . .). Bitte, nicht stören
Q R X	Soll ich warten?	Warten Sie. Ich werde Sie um . . . Uhr rufen (oder erforderlichenfalls)
Q R Y	Wann bin ich an der Reihe?	Sie haben die Nummer . . .
Q R Z	Sind meine Zeichen schwach?	Ihre Zeichen sind schwach
Q S A	Sind meine Zeichen stark?	Ihre Zeichen sind stark
Q S B	Ist mein Ton schlecht? Ist mein Funke schlecht?	Der Ton ist schlecht Der Funke ist schlecht
Q S C	Sind die Zwischenräume bei der Übermittelung schlecht?	Die Zwischenräume bei der Übermittelung sind schlecht
Q S D	Lassen Sie uns die Uhren vergleichen. Ich habe . . . Uhr; welche Zeit haben Sie?	Die Uhr ist . . . .
Q S F	Sollen die Funkentelegramme abwechselnd oder in Reihen übermittelt werden?	Die Übermittelung soll abwechselnd erfolgen
Q S G	. . . .	Die Übermittelung soll in Reihen von 5 Funkentelegrammen erfolgen
Q S H	. . . .	Die Übermittelung soll in Reihen von 10 Funkentelegrammen erfolgen
Q S J	Welches ist die zu erhebende Gebühr für . . ?	Die zu erhebende Gebühr ist . . . .
Q S K	Ist das letzte Funkentelegramm zurückgezogen?	Das letzte Funkentelegramm ist zurückgezogen
Q S L	Haben Sie Quittung erhalten?	Bitte, Quittung zu geben
Q S M	Welches ist Ihr wahrer Kurs?	Mein wahrer Kurs ist . . . Grad
Q S N	Haben Sie Verbindung mit dem festen Lande?	Ich habe keine Verbindung mit dem festen Lande
Q S O	Haben Sie Verbindung mit einer anderen Station (oder: mit . . . .)?	Ich habe Verbindung mit . . . . (durch Vermittelung von . . . .)
Q S P	Soll ich . . . melden, daß Sie ihn rufen?	Verständigen Sie . . ., daß ich ihn rufe
Q S Q	Werde ich gerufen von . . . .?	Sie werden gerufen von . . . .
Q S R	Werden Sie das Funkentelegramm . . . . befördern?	Ich werde das Funkentelegramm . . . . befördern

Abkürzungen	Frage	Antwort oder Bemerkung
1	2	3
QST	Haben Sie einen allgemeinen Anruf erhalten?	Allgemeiner Anruf für alle Stationen
QSU	Bitte, mich anzurufen, sobald Sie fertig sind (oder: um ... Uhr)	Ich werde Sie rufen, sobald ich fertig bin
QSV	Ist öffentlicher Verkehr im Gange?	Öffentlicher Verkehr ist im Gange. Bitte, nicht zu stören
QSW	Soll ich die Funkenzahl erhöhen?	Erhöhen Sie die Funkenzahl
QSX	Soll ich die Funkenzahl vermindern?	Vermindern Sie die Funkenzahl
QSY	Soll ich mit der Wellenlänge von .... Metern geben?	Gehen wir über zur Welle von ... Metern
QSZ	Soll ich jedes Wort zweimal geben?	Geben Sie jedes Wort zweimal; ich habe beim Empfang Ihrer Zeichen Schwierigkeiten
QTA	Soll ich jedes Funkentelegramm zweimal geben? oder: Soll ich das Funkentelegramm, das ich soeben übermittelt habe, wiederholen?	Geben Sie jedes Funkentelegramm zweimal; ich habe beim Empfang Ihrer Zeichen Schwierigkeiten oder: Wiederholen Sie das Funkentelegramm, das Sie soeben übermittelt haben; die Aufnahme ist undeutlich

Wenn hinter einer Abkürzung ein Fragezeichen steht, so drückt dies aus, daß es sich um die neben der betreffenden Abkürzung angegebene Frage handelt.

Beispiele:

Stationen

A	QRA?	= Welches ist der Name ihrer Station?
B	QRA Campania	= Hier ist die Station Campania.
A	QRG?	= Welcher Gesellschaft oder Schiffahrtslinie gehören Sie an?
B	QRG Cunard QRZ	= Ich gehöre der Cunard-Linie an. Ihre Zeichen sind schwach.

Die Station A vermehrt alsdann die Kraft ihres Senders und sagt:

A	QRK?	= Wie erhalten Sie?
B	QRK	= Ich erhalte gut.
	QRB 80	= Die Entfernung zwischen unseren Stationen beträgt 80 Seemeilen.
	QRC 62	= Meine wahre Peilung ist 62 Grad.
	usw.	usw.

(Eingesandt 15. April 1914.)

Patentschau.

Von H. Eales.

Das D. R. P. Nr. 272912 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin betrifft einen Kontaktdetektor für elektrische Schwingungen, bei dem die aus beliebigem festem Material bestehenden Elektroden sich nur in eingeschaltetem Zustand des Detektors berühren und sich beim Ausschalten automatisch trennen, so daß der Kontakt im Ruhezustand unterbrochen ist. Die selbsttätige Unterbrechung bzw. Berührung der

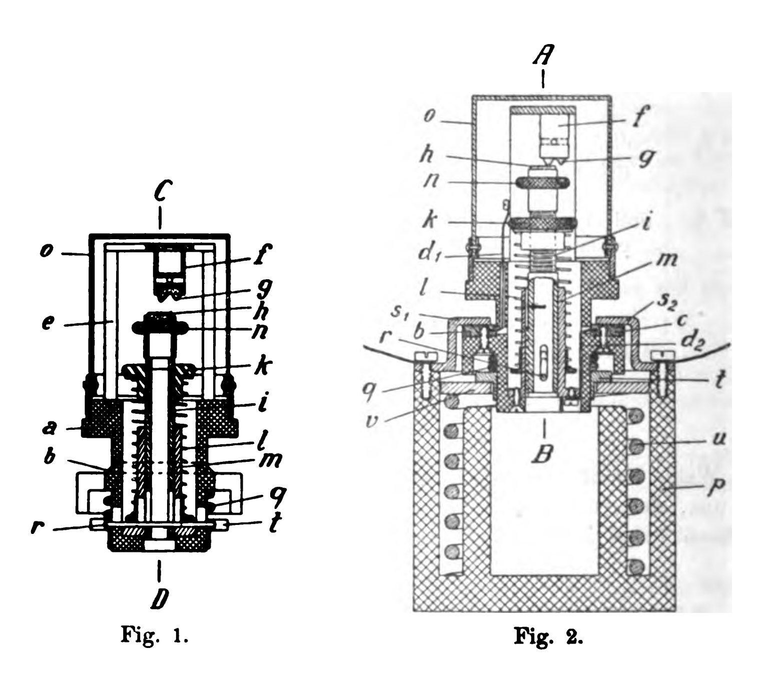


Fig. 1. Fig. 2.

Kontakte erfolgt dabei mit Hilfe zweier gegeneinander wirkender Federn, wobei die Spannkraft wenigstens einer der beiden Federn während des Betriebes, d. h. in eingespanntem Zustande des Detektors, geändert werden kann, beispielsweise mit Hilfe einer Laufmutter. In Fig. 1 und 2 ist ein Ausführungsbeispiel für einen solchen Detektor dargestellt, welcher dadurch eingeschaltet wird, daß zwei an der Grundplatte des Gehäuses angebrachte, um 180° versetzte Messer in die beiden Kontaktfedern des Empfangskreises hineingedreht oder

in anderer Weise mit diesen in feste leitende Verbindung gebracht werden; Fig. 1 (Schnitt *AB*) zeigt den nicht eingeschalteten Detektor mit getrennten Kontakten, Fig. 2 (Schnitt *CD*) den betriebsfähig eingeschalteten Detektor. *a* ist das untere äußere Gehäuse, welches zweckmäßig aus Hartgummi besteht. *b* und *c* sind die beiden Metallkontakte, durch welche der Detektor in den Empfangskreis eingeschaltet wird. Die elektrischen Schwingungen teilen sich über die Leitung d_1 dem aus leitendem Material (z. B. Messing) bestehenden Bügel *e* mit und gehen über den Metallhalter *f* durch das Kontaktstück *g* auf die Gegenelektrode *h* über. Diese Elektrode *h* ist auf einer Schraube *n* drehbar angeordnet, ebenso wie die Elektrode *g* auf dem Metallhalter *f*. Über die Spindel *i* gehen die Schwingungen durch die Metallführung *m* auf die Zuleitung d_2 über, welche ihrerseits mit dem zweiten Kontaktmesser *c* in Verbindung steht. Die Anordnung ist nun so getroffen, daß die Elektroden des Detektors im Ruhestand (Fig. 1) dauernd voneinander getrennt sind und in einer bestimmten Lage voneinander gehalten werden. Dieses kann, wie in dem Ausführungsbeispiel dargestellt ist, dadurch erreicht werden, daß eine Druckfeder *q* vorgesehen wird, welche bestrebt ist, den gesamten die Elektrode *h* tragenden Teil bis zu einem bestimmten Anschlag herunterzuziehen, was beispielsweise dadurch erreicht werden kann, daß die Feder *q* einen durch den Elektrodenhalter hindurchgehenden Stift *r* mitnimmt. Die jeweilige Lage des Stiftes *r* bedingt gleichzeitig die äußerste Stellung der Spindel *i*, welche das Bestreben hat, mit Hilfe der Druckfeder *l* die Elektrode *h* auf die Elektrode *g* zu pressen. Dieses ist in uneingeschaltetem Zustand des Detektors nicht möglich, wenn die Spannkraft der Feder *q* größer ist als diejenige der entgegengesetzt wirkenden Feder *l*. Die Feder *l* drückt gegen eine Laufmutter *k*, durch deren Verstellung auf der Spindel *i* die Spannkraft der Feder *l* und damit der Auflagedruck der beiden Elektroden *g* und *h* beliebig geändert werden kann. Wird nunmehr ein mit dieser Anordnung versehener Detektor in einen Empfangskreis eingeschaltet, indem in bekannter Weise die Kontaktmesser *b* und *c* in Kontaktfedern s_1 und s_2 hineingedreht werden, so wird der verstellbare Anschlag *t* der Feder *q* von einem beispielsweise durch eine Feder *u* unter Druck stehenden und von dem Gehäuse *p* umgebenen Ring *v* mitgenommen, derart, daß die Feder *q* zusammengedrückt wird. Dadurch wird dem Stift *r* Spielraum gegeben und damit der Spindel *i* die Möglichkeit, sich nach oben auf die Elektrode *g* hin zu bewegen. Diese Bewegung erfolgt selbsttätig mit Hilfe der Feder *l*. Der Detektor ist in üblicher Weise

durch eine Isolatorkappe *o* nach außen geschützt, welche vorteilhaft aus durchsichtigem Material, z. B. Zelluloid besteht, so daß man sich nach Einschalten des Detektors ohne Abnahme der Kappe davon überzeugen kann, daß die Elektroden sich berühren. Die Einstellung und Veränderung des Detektors kann durch die verschiedenen Einrichtungen in eingeschaltetem Zustande direkt erfolgen, indem die Kappe *o* abgenommen wird. Die beiden Schrauben *k* und *n* sowie der drehbare Metallhalter *f* sind dann ohne weiteres zugänglich, da der Leiter *e* als einfacher Bügel ausgebildet ist.

Eine Empfangseinrichtung für Unterwasserstromtelegraphie betrifft das D. R. P. Nr. 273169 der Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel. Bei der Unterwasserstromtelegraphie tritt die Aufgabe auf, die für die

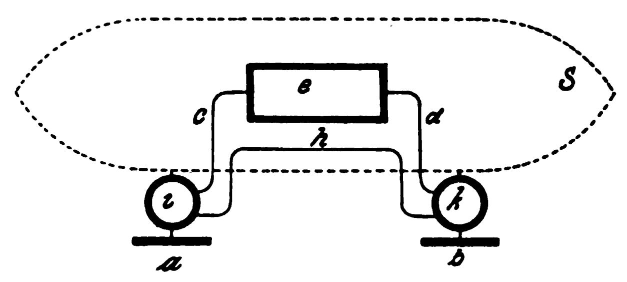


Fig. 3.

Stromaufnahme aus dem Wasser nötigen Teile nahe am metallischen Schiffskörper oder unmittelbar an demselben anzubringen. Der Körper bewirkt hierbei an der Empfangsstelle gewissermaßen einen Kurzschluß der innerhalb des Wassers vom Sender ausgehenden Stromlinien, so daß dem diesem Kurzschluß des Schiffskörpers parallel liegenden Empfangsapparat im Schiff mittels der angeführten Empfangsteile, die im allgemeinen durch im Wasser befindliche Metallplatten gebildet werden, kein Strom zugeführt werden kann. Die Signal-Gesellschaft sucht nun nach D. R. P. Nr. 273169 diesem Übelstand dadurch abzuhelfen, daß sie zwischen die im Wasser befindlichen Empfangselektroden und dem Schiffskörper die Primärwindungen eines Transformators schaltet und diesem einen sehr geringen Widerstand gibt, während aus den Sekundärwickelungen der eigentliche Empfangsapparat gespeist wird. Auf der Zeichnung ist in den Fig. 3 und 4 schematisch dargestellt, wie etwa der Erfindungsgedanke praktisch verwirklicht werden kann. Fig. 3 zeigt dabei eine Gesamtanordnung, während in Fig. 4 ein wesentlicher

Teil besonders dargestellt ist. Es ist S der Schiffskörper und a und b sind die Empfangselektroden. Innerhalb des Schiffes ist der eigentliche Empfangsapparat e angeordnet, zu dem die Zuleitungen c und d führen. i und k sind gemäß der Erfindung vorgesehene Hilfseinrichtungen, die aus Fig. 4 deutlicher ersichtlich sind, und h ist eine Verbindungsleitung zwischen diesen Hilfseinrichtungen. Wie aus Fig. 4 ersichtlich, fließt der beispielsweise durch die Empfangselektrode a aufgenommene Strom durch die Primärwindung t_1 eines Transformators i in den Schiffskörper S, weiter durch die Primärwindung t_2 der zweiten Hilfseinrichtung k zu der Elektrode b und geht von da aus wieder in das Wasser über. Diese Transformatorwindungen t_1 und t_2 sind unmittelbar dort angeordnet, wo sich die Elektroden befinden, und es ist dadurch gewährleistet, daß ein nennenswerter und zum Empfang

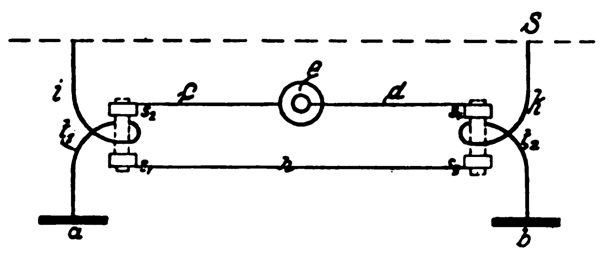


Fig. 4.

ausreichender Betrag der im Wasser befindlichen Stromlinien tatsächlich durch die Primärwindungen der Transformatoren fließt. Die Sekundärwindungen der Transformatoren s_1, s_2, s_3 und s_4 sind einmal unter sich durch die Leitung h und sodann mit dem eigentlichen Empfangsapparat, beispielsweise einem Telephon e, verbunden. Diese Windungen sind dabei bezüglich ihrer Zahl als auch ihres Widerstandes den elektrischen Dimensionen des Telephons angepaßt. Bei einem genügend hohen Widerstand des Telephons kann man den Zuleitungen c und d zu dem Telephon und der Verbindungsleitung h einen sehr geringen Querschnitt geben; die Erfindung läßt sich somit mit verhältnismäßig einfachen Mitteln durchführen.

Das D. R. P. Nr. 272841 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Ausführungsform des Verfahrens zur Ortsbestimmung mittels elektromagnetischer Wellen nach D. R. P. Nr. 259301 (vgl. Jahrb. 7, S. 473).

Nach dem Zusatzpatent Nr. 272841 wird nun mit der aus einer

Anzahl gerichteter Antennen bestehenden Sendeeinrichtung eine Vorrichtung verbunden, welche in an sich bekannter Weise die Ebene des Richtungssignals von jeder der Richtantennen bis zur nächsten kontinuierlich dreht, und nach Abgabe des ungerichteten Zeitsignals wird das gerichtete Signal ebenfalls kontinuierlich gegeben, so daß auch jede beliebige Richtung innerhalb des von zwei benachbarten Richtantennen gebildeten Raumwinkels bestimmt werden kann. Die zur kontinuierlichen Drehung der Ebene des Richtsignals zwischen den aufeinanderfolgenden Antennen erforderliche Verteilung der Energie erfolgt dabei durch parallel zu den Koppelungsspulen der einzelnen Richtantennen geschaltete variable Selbstinduktionen, die durch eine mechanische Koppelungseinrichtung entsprechend verbunden werden.

Das D. R. P. Nr. 269120 von Raphael Roblin in Hardricourt (Seine et Oise, Frankreich) schützt ein Relais für drahtlose Telegraphie. Dieses Relais enthält mehrere zwischen die Pole eines konstanten oder Elektromagneten unverdrehbar eingesetzte Rahmen mit Drahtwickelungen; letztere werden mittels Spanndrähte von einem an einer Spirale aufgehängten Steg getragen, und ihre Enden mit dem Empfangsstromkreis verbunden, wobei der Steg einen mit einem festen Kontakt zusammenwirkenden, federnden Stab mit einem Kontaktstück trägt und der feste Kontakt sowie der federnde Stab in dem Stromkreis des Morseschreibers liegen.

Die C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin hat sich durch Hauptpatent Nr. 272321 und Zusatzpatent Nr. 272322 Mehrfachschleifenantennen für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittelung schützen lassen. In Fig. 5 ist die Anordnung nach dem Hauptpatent dargestellt. In dieser stellt die Schleife *a* ein schirmförmiges Luftdrahtgebilde dar. Jeder der Luftdrähte *a* ist durch eine Spule *e*, ebenso wie die Zuleitung zu den Drähten durch die Koppelungsspule *b*, oder durch ein anderes Abstimmittel geerdet. Die Energiezuführung erfolgt durch das aus Generator *f*, Kapazität *c* und Koppelungsspule *d* bestehende System. Das Gebilde wird derart abgestimmt, daß alle Drähte in an sich bekannter Weise gleichphasig schwingen, d. h. daß in den höchsten Punkten des Gebildes sich ein Spannungsbauch und eine Umkehr des Stromes einstellt. Hierbei können natürlich auch einzelne Drähte zu einer Drahtgruppe zusammengeschaltet und dann geerdet sein. Die Erdungspunkte der einzeln geerdeten Drähte bzw. Drahtgruppen liegen räumlich so weit auseinander, daß das Verhältnis des Abstandes der einzelnen Erdungspunkte vom Fußpunkt der mittleren Antenne zu deren Höhe mindestens 1 : 4 beträgt, beispielsweise

soll der Abstand der einzelnen Erdungspunkte vom Fußpunkt der Antenne 25 m bei einer Antennenhöhe von 100 m betragen.

Das Zusatzpatent Nr. 272322 bezieht sich auf den Fall, daß die Erdungspunkte räumlich so weit auseinanderliegen, daß der Abstand gegenüber der Wellenlänge nicht mehr zu vernachlässigen ist; in diesem Falle soll die Anordnung so getroffen werden, daß die Phase in den einzelnen geerdeten Drähten mit der Phase der von der Mitte aus im

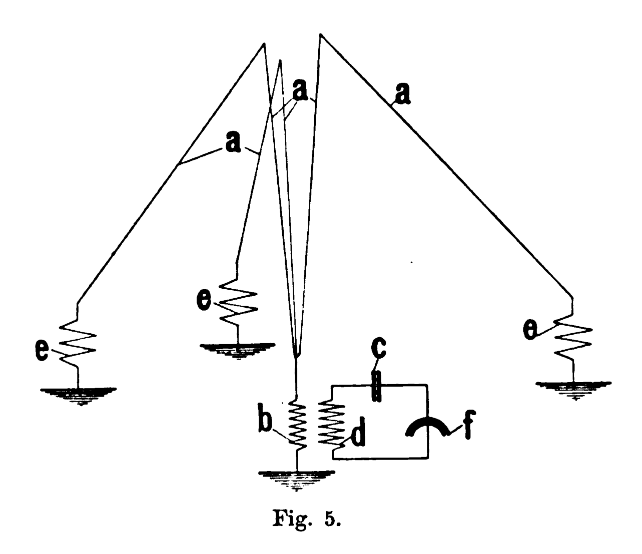


Fig. 5.

Raum (Luft, Erde) fortschreitenden Wellen an den betreffenden Erdungspunkten übereinstimmt.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 269104 ein Orientierungsverfahren mit gerichteter Wellentelegraphie schützen lassen, dessen Kennzeichen darin besteht, daß abwechselnd in jeder Senderichtung mit einem bestimmten Ton gesendet wird, wobei gleichzeitig mit der Umschaltung des Senders auf eine andere Senderichtung der Sendeton selbsttätig geändert wird. Zu diesem Zwecke findet ein Tonkreis Verwendung, welcher gleichzeitig mit dem Antennenkreis selbsttätig umgeschaltet wird. Auf der Empfangsseite werden abgestimmte Resonanzrelais verwendet, welche die Richtung direkt anzeigen.

Lucien Rouzet in Levallois-Perret hat ein D. R. P. Nr. 272172 erhalten auf eine Sendevorrichtung für drahtlose Telegraphie mit einem zur Ladung eines Kondensators, gegebenenfalls unter Vermittelung eines

Transformators, dienenden Wechselstromerzeuger. Die wesentlichen Merkmale bestehen darin, daß parallel zu dem Kondensator eine synchron mit dem Wechselstromerzeuger rotierende Mehrfachfunkenstrecke angeordnet ist, wobei die Elektrodenabstände derart gewählt sind, daß die Entladung des Kondensators über die Funkenstrecke in dem Augenblicke erfolgt, in welchem der Strom im Ladekreis des Kondensators verschwunden ist.

Einen Sende-Empfangsschalter für Antennen betrifft das D. R. P. Nr. 272272 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Die Merkmale für die vorliegende Erfindung besteht darin, daß die Kontakte zur Schaltung der Empfangsapparate und die Kontakte zur Schaltung der Senderapparate voneinander räumlich getrennt, aber durch eine gemeinsame Antriebsvorrichtung derart zwangläufig miteinander gekoppelt sind, daß dieselbe Antriebsvorrichtung bei den Sendekontakten einen kleinen Hub bei großen Druckkräften und bei den Empfangskontakten einen großen Hub bei kleinen Druckkräften hervorruft.

Das D. R. P. Nr. 264807 der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin bezieht sich auf eine Verbindung von Isolatoren, insbesondere für die drahtlose Telegraphie, untereinander und mit den Befestigungsösen u. dgl.; diese Verbindung erfolgt durch gewebte oder geklöppelte, selbstsperrende Schläuche mit schräg zur Achse verlaufenden Fäden. Die Isolatoren sind an den Enden mit keulenartigen Verdickungen versehen; über die Keulenenden werden die genannten Schläuche geschoben, die bei einem achsrechten Zug ihren Durchmesser in bekannter Weise verkleinern und sich demgemäß um so fester um die von ihnen umschlossenen Körper legen, je größer die Zugkraft ist. Mit Hilfe dieses Verbindungsorganes kann auf sehr einfache und sichere Weise eine größere Anzahl von Isolatoren zu einer in sich biegsamen Kette vereinigt werden.

(Eingesandt 20. April 1914.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W b. Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Melchior Palágyi, Die Relativitätstheorie in der modernen Physik. Vortrag gehalten auf dem 85. Naturforschertag in Wien. Verlag Georg Reimer, Berlin 1914.

Elektroindustrie (Zürich), Nr. 8, 9, 10, 1914.

E. Rosenberg, Elektrische Starkstromtechnik, 4. Aufl. Verlag Oskar Leiner, Leipzig 1914. M. 8.—, geb. M. 9.—

Alfred Fraenckel, Die Theorie der Wechselströme. Verlag Julius Springer, Berlin 1914. Geb. M. 10.—

R. de Valbreuze, Notions Générales sur la Radiotélégraphie et la Radiotéléphonie, 6e Édition. Paris, La Lumière Électrique 1914.

„Debeg", Wie telegraphiere ich drahtlos? Neue Ausgabe 1914.

Fritz Pauli, Telefunken im lateinischen Amerika, mit 44 Abbildungen und 1 Landkarte. Sonderabdruck aus „Süd- und Mittelamerika", 20. März 1914.

A.E.G.-Zeitung, XVI, Nr. 11, Mai 1914.

Wireless World, Vol. II, Nr. 13, April 1914. Marconi Co., Marconi House, Strand, London WC.

The Year Book of Wireless Telegraphy and Telephony, 1914. Marconi House, Strand, London WC.

T. S. F., 2, Nr. 2, 1914. Rédaction 36 rue de Mons, Valenciennes.

(Eingesandt 20. Mai 1914.)

Literaturverzeichnis.

Arkadiew, W., Journ. d. russ. phys-chem. Ges. **45**, phys. Tl. 45—60, 1913. Über die Reflexion elektrischer Wellen an Drähten.

Barkhausen, H., Elektrot. Ztschr. **35**, 448, 1914. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

Bellescize, H. de, La Lum. El. Nr. 18, S. 556, 1914. Prédétermination du rayonnement d'une antenne.

Blondel, A., Electrician **73**, 99, 1914. Variations of speech by microphones.

— La Lum. Él. Nr. 19, S. 586, 1914. L'Éclipse totale de soleil du 21 août 1914 et l'étude de la propagation des ondes électriques.

Brenot, P., La Lum. Él. Nr. 17, S. 518, 1914. La télégraphie sans fil et la conférence internationale sur la sauvegarde de la vie humaine en mer.

Clarté, R., s. Rothé, E.

Coursey, Philip R., Electrician **73**, 18, 1914. Recent advances in portable wireless apparatus. (Abstract of a Paper read before the students' section of the Institution of Electrical Engineers).

— Electrician **73**, 183, 1914. Some characteristic curves and sensitiveness tests of crystal and other detectors.

Dean, Geo R., Electrician 73, 13, 1914. The propagation of electromagnetic waves in wireless telegraphy.

Desecovich, Emil, Ztschr. f. Schwachstromt. 8, 118, 150, 1914. Transozeanische Wellentelegraphie.

Diesselhorst, H., Elektrot. Ztschr. 35, 558, 585, 1914. Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie.

Ditcham, T. W., La Lum. Él. Nr. 15, S. 473, 1914. Téléphonie sans fil à oscillations amorties.

Eccles, W. H., Electrician 72, 1044, 1914. Some instruments for high-frequency currents and voltages.

— La Lum. Él. Nr. 14, S. 438 und L'Électricien Nr. 1215, S. 232, 1914. L'éclipse totale de soleil le 21 août 1914 et l'étude de la propagation des ondes électriques.

— Phys. Ztschr. 15, 420, 1914. Aufruf zur Beteiligung an der Spezialuntersuchung über den Einfluß der totalen Sonnenfinsternis am 21. August 1914 auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen (vgl. auch Ztschr. f. Schwachstromtechnik Heft 5, S. 113, 1914, und Phil. Mag. Nr. 160, S. 753).

Electrician 73, 110, 1914. Radiotelegraphic litigation in the United States.

Everling, E., Verh. D. Phys. Ges. 66, 240, 1914. Messungen des elektrischen Spannungsgefälles in der freien Atmosphäre bei 9000 m Höhe.

Forest de, Lee, Elektrot. Ztschr. 35, 473, 1914. Das Audion als Detektor und Verstärker.

Gutton, C., C. R. 158, 621, 1914. Sur le pouvoir inducteur spécifique des liquides.

Hettinger, J., La Rev. Él. Nr. 244, S. 201, Nr. 245, S. 238, 1914. Résonance dans les circuits à haute fréquence considérée spécialement sous ses rapports avec la télégraphie sans fil.

Högelsberger, L., Verh. D. Phys. Ges. Nr. 3, S. 151, 1914. Eine Bemerkung zur Abhandlung des Herrn F. Kiebitz: „Eine neue Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen" (vgl. ebenda S. 155 Replik von F. Kiebitz).

Homag, Elektrot. Ztschr. 35, 270, 1914. Erwerb der Goldschmidt-Patente durch die Marconi-Gesellschaft.

Iones, E. Taylor, Phil. Mag. Nr. 160, S. 565, 1914. Induction-coil potentials.

Kobayaski-Iwao, Ann. Phys. 43, 861, 1914. Über den Einfluß der Dämpfung auf die Beugung elektrischer Wellen an einem dielektrischen Zylinder.

Korn, A., Elektrot. Ztschr. 35, 442, 1914 (s. besonders S. 447, Anwendung mit drahtloser Telegraphie). Über den gegenwärtigen Stand der Bildtelegraphie, insbesondere über ein neues Stufenrelais zur Verstärkung der Ströme, welche bisher durch die Selenmethode zur Verfügung gestellt wurden.

Lenz, W., Ann. Phys. 43, 749, 1914. Berechnung der Eigenschwingungen einlagiger Spulen (vgl. auch ebenda S. 798. Mathematischer Beitrag zur vorstehenden Abhandlung).

Lodge-Chambers, Elektrot. Ztschr. 35, 213, 1914. Das Funkentelegraphensystem von Lodge-Chambers (vgl. F. J. Chambers, Electrician 70 1044, 1086, 1913).

Ludwig, Paul, Ann. d. Hydrographie u. Maritimen Meteorologie Februar 1914. Der Einfluß meteorologischer Faktoren auf die drahtlose Telegraphie.

Macdonald, H. M., Proc. Roy. Soc. Nr. A 615, S. 50, 1914. The transmission of electric waves around the earth's surface [vgl. auch Nature (London) **92**, 703, 1914].

Mandelstam, L., Phys. Ztschr. **15**, 220, 1914. Strahlung einer Lichtquelle, die sich sehr nahe an der Trennungsfläche zweier durchsichtiger Medien befindet (s. besonders § 6, S. 225: Beziehung zur Theorie von A. Sommerfeld über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie, Ann. Phys. **28**, 665, 1909 u. Jahrb. **5**, 14, 1911).

Marconi, Guglielmo, L'Elettrotecnica Nr. 5, S. 147, 1914. I recenti progressi della Radiotelegrafia.

— Atti d. R. Acc. dei Lincei Nr. 5 S. 255, 1914. Nuovi metodi per la produzione delle oscillazioni elettriche continue e per la loro utilizzazione nella radiotelegrafia.

Martens, F. F., Verh. D. Phys. Ges. **16**, 220, 1914. Über Vorgänge in Schwingungskreisen; II. Berechnung der momentanen Wechselgrößen zweier gekoppelter Kreise bei kleinen Dämpfungen und mittlerer Koppelung.

Merkel, E., Ann. Phys. **43**, 725, 1914. Über die Wechselstromentladung geringer Stromstärke zwischen Metallelektroden.

Nesper, Eugen, Elektrot. Ztschr. **35**, 322, 359, 1914. Über Stoßsender der drahtlosen Telegraphie.

Polak, S., s. Blondel, A.

Parodi, H., La Lum Él. Nr. 15, S. 449, 491, 1914. La théorie d'Eccles et la télégraphie sans fil.

Revue Él., Nr. 247, S. 337, 1914. Les signaux horaires et radiotélégrammes météorologiques transmis par la station de la Tour Eiffel.

Reyval, J., La Lum. Él. Nr. 9, S. 262, 1914. La télégraphie sans fil au Tchad. Ferner ebenda Nr. 12, S. 360 u. 362. Les réseaux télégraphiques et radio-télégraphiques du Maroc. La télégraphie sans fil en Mauritanie.

Richarz, Franz, Die Naturwiss., Heft 17, S. 414, 1914. Bemerkungen zur Theorie der Erdantennen.

Robitzsch, M., Verh. D. Phys. Ges. **16**, 295, 1914. Mitteilungen betreffend die Funkenstation des deutschen Spitzbergen-Observatoriums, Ebeltofthafen.

Rothé, E. und **Clarté, R.,** C. R. **158**, 699, 1914. Influence de l'état de l'atmosphère sur la propagation et la réception des ondes hertziennes.

Rukop, H. und **Zenneck, J.,** Ann. Phys. **44**, 97, 1914. Der Lichtbogengenerator mit Wechselstrombetrieb.

Seibt, G., Elektrot. Ztschr. **35**, 531, 1914. Neue Typen von Luftkondensatoren.

Siegbahn, Manne, Elektrot. Ztschr. **35**, 206, 1914. Zur Theorie der Drehfeldmeßinstrumente (Ferrarimesser).

Soucy, J. de, La Lum. Él. Nr. 17, S. 524, 1914. La télégraphie sans fil en Océanie.

Svedberg, The, Phys. Ztschr. **15**, 361, 1914. Wellenstromlichtbogen in Flüssigkeiten.

Taylor, A. H., Elektrot. Ztschr. **35**, 507, 1914 (Ref. über Phys. Rev. Bd. 1 (II), S. 321, 1913). Günstigste Wellenlänge einer drahtlosen Übertragung.

Taylor, A. M., Electrician **73**, 170, 1914. Static transformers for the simultaneous changing of frequency and pressure of alternating currents. (Possible use in wireless telegraphy.)

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. **35**, 436, 1914. Drahtlose Telegraphie und Telephonie im Jahre 1913.

Vallauri, G., L'Elettrotecnica 15. Febr. 1914. Alcuni oscillogrammi di corrente rilevati su due circuiti accopiati induttivamente.

Villers, R., La Nature Nr. 2126 S. 218, 1914. L'Horlogerie électrique dans les observatoires et la T. S. F.

Wigand, Albert, Verh. D. Phys. Ges. **16**, 232, 1914. Messungen der elektrischen Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre bis 9000 m Höhe.

Witte, Hans, Verh. D. Phys. Ges. Nr. 3, S. 142, 1914. Der Sagnac-Effekt: ein experimentum crucis zugunsten des Äthers?

Zenneck, J., Ann. Phys. **43**, 481, 1914. Die Entstehung der Schwingungen bei der Lichtbogenmethode.

— s. Rukop, H.

(Eingesandt 20. Mai 1914.)

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 8. 1914. Heft 6.

Programm der radiotelegraphischen Ausbreitungs-Versuche bei Gelegenheit der Sonnenfinsternis am 21. August 1914.

Mitgeteilt von **M. Wien**, Jena.

Der große Unterschied in den Reichweiten der drahtlosen Telegraphie bei Tag und Nacht beweist, daß die Sonnenstrahlung einen sehr starken Einfluß auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs der Erdoberfläche besitzt. Es ist wahrscheinlich, daß dieser Einfluß ebenfalls bei einer Sonnenfinsternis hervortreten muß, auch sind während der Finsternis 1912 mehrfach Unterschiede in der Empfangsintensität beobachtet worden, jedoch waren die Ergebnisse damals noch nicht sicher genug, um die Größe und Art dieses Einflusses quantitativ festzustellen.

Da die Unterbrechung der Sonnenstrahlung durch den Mondschatten in zeitlich und räumlich eigenartiger, von der Nachtverdunkelung durchaus verschiedener Art erfolgt, so ist es sehr wohl möglich, daß ausgedehnte quantitative Beobachtungen während der Sonnenfinsternis zur Aufklärung des Einflusses der Strahlung auf die Atmosphäre ganz besonders beitragen können. Jedenfalls haben wir die Pflicht, die seltene Gelegenheit einer totalen Sonnenfinsternis zu Beobachtungen auszunützen, soweit unser Wissen und unsere Mittel irgend reichen.

Bei der Sonnenfinsternis am 21. August 1914 sind folgende internationalen Versuche unter Benutzung der drahtlosen Telegraphie geplant:

A. Von der „British Association" (Lodge, Eccles) ist in Aussicht genommen, daß während der Verfinsterung die Zahl und Art der atmosphärischen Störungen und — schätzungsweise — die Änderung in der Intensität der Zeichenübertragung von einer möglichst großen Anzahl von Stationen beobachtet werden soll, wobei als Beobachtungsinstrument das Telephon dient.



B. Unter Leitung eines Ausschusses der T. S. F. S. (Benndorf-Graz, Eccles-London, Ferrié-Paris, Wien-Jena) soll der Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen studiert werden, und zwar soll dies durch eine verhältnismäßig geringe Zahl gut eingerichteter Empfangsstationen durch quantitative Messungen mit dem Galvanometer geschehen.

Grundgedanke der Ausbreitungsversuche.

Von besonderem Interesse würden folgende Beobachtungen sein (vgl. die schematische Darstellung in Fig. 1):

1. Die Sendestation (o I) liegt auf der einen Seite der Totalität, eine Reihe über ein großes Gebiet verteilter Empfangsstationen (× ×) auf der anderen Seite der Totalität.

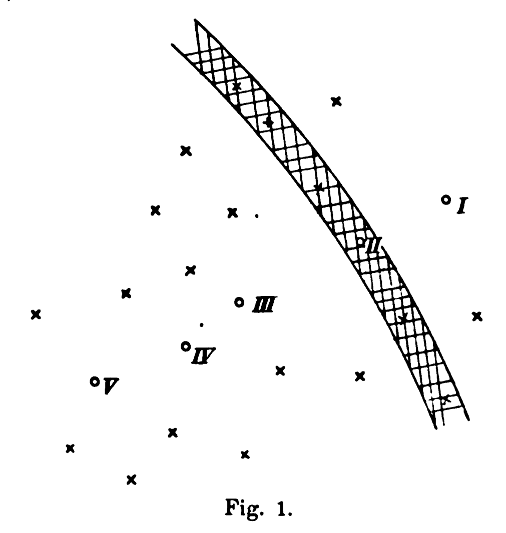


Fig. 1.

2. Die Sendestation liegt im Kernschatten (o II), die Empfangsstationen liegen teils a) in Richtung des Kernschattenweges, teils b) neben dem Kernschattenweg im Halbschatten.

Falls 1. und 2. nicht ausführbar oder unsicher, kommt noch in Betracht:

3. Die Sendestationen liegen seitlich des Kernschattenweges (o III, IV, V), die Empfangsstationen sowohl im Kernschatten, als auch diesseits und jenseits desselben.

Die Versuche sind über große Entfernungen auszudehnen, da nach Tag-Nachtversuchen die Wirkung der Bestrahlung mit der Entfernung stark zunimmt. Schließlich ist auch zu untersuchen, ob die Erscheinung von der Wellenlänge und der Art des Gebens, der Dämpfung usw. abhängig ist.

Die Sendestationen.

Der Kernschatten bewegt sich in einer Breite von 160 km mit einer Geschwindigkeit von ca. 1,2 km von der Mitte Skandinaviens durch Westrußland nach der Krim. Die allermeisten Sende- und Empfangsstationen liegen südwestlich dieses Streifens. Die größte Sendestation nordöstlich der Totalität ist in Petersburg, die größte in der Totalität in Bobruisk. Diese beiden Stationen bilden naturgemäß die Sendestationen o I und o II unseres Schemas. Sie sind in freundlichster Weise von der russischen Militärverwaltung für die internationalen Versuche zur Verfügung gestellt worden. Petersburg bildet gleichzeitig die Hauptstation für die Versuche der British Association (A) und wird deshalb in den Stunden um die Totalität herum eine fortlaufende Reihe von Zeichen geben. Die Wellenlängen der anderen Sendestationen sind sehr verschieden von derjenigen Petersburgs gewählt, so daß keine erheblichen Störungen durch das gleichzeitige Senden der Stationen II, III, IV, V zu befürchten sind. In Rücksicht auf die große Bedeutung der Versuche A. müssen derartige Störungen unter allen Umständen vermieden werden.

Als Halbschatten-Sendestationen (III, IV, V) werden einige der besten und stärksten Stationen Deutschlands und Frankreichs an den Versuchen teilnehmen: Nauen, Norddeich, Paris, die ebenfalls in liebenswürdigster Weise von den Besitzern für die Versuche freigegeben wurden.

Name, Wellenlänge und Sendeart der Stationen sind mithin folgende:

I	Petersburg . . .	$\lambda - 5000$ m	Tiefer Ton
II	Bobruisk . . .	$\lambda - 2500$ m	Mittlerer Ton
III	Nauen	$\lambda - 9400$ m [1])	Hochfrequenzmaschine
IV	Norddeich . . .	$\lambda - 1650$ m	Tönende Funken (1000)
V	Paris	$\lambda - 2200$ m	Mittlerer Ton

Die Stationen sollen abwechselnd je 2 Minuten geben, und zwar erst einen Buchstaben, dann je 4 Striche von 10 Sekunden Dauer mit

1) Die Wellenlänge ist so hoch gewählt worden, um Störungen mit der Dauersendung von Petersburg zu vermeiden, und um den Bereich der Wellenlängen zu vergrößern.

10 Sekunden Pausen. Wenn die 5 Stationen hintereinander geben, dauert eine „Serie“ also 10 Minuten, z. B.:

Beispiel einer Serie.

Bobruisk	$10^h\ 0^m$ bis $10^h\ 2^m$
Paris	$10^h\ 2^m$ bis $10^h\ 4^m$
Norddeich . . .	$10^h\ 4^m$ bis $10^h\ 6^m$
Petersburg . . .	$10^h\ 6^m$ bis $10^h\ 8^m$
Nauen	$10^h\ 8^m$ bis $10^h\ 10^m$

In der Zeit von $11^h\ 30^m$ bis $13^h\ 30^m$ (Greenwich) werden am 21. August diese Serien unterbrochen hintereinander gegeben, so daß jede Station alle 10 Minuten zwei Minuten gibt; von $10^h\ 0^m$ bis $11^h\ 30^m$ und von $13^h\ 30^m$ bis $15^h\ 30^m$ werden zwischen je 2 Serien Pausen von 10 Minuten gemacht, so daß jede Station nur alle 20 Minuten je 2 Minuten gibt. Petersburg gibt außerdem, wie gesagt, für die Versuche der British Association eine fortlaufende Reihe von Buchstaben von $11^h\ 40^m$ bis $13^h\ 20^m$, die nur durch kürzere Pausen und die Striche für unsere Versuche B. unterbrochen wird.

Am Tage vor der Sonnenfinsternis, also am 20. August, wird das gleiche Programm gegeben, und von den Empfangsstationen beobachtet werden.

Die Konstanz der Intensität und der Wellenlänge der Sendestationen wird durch Hitzdrahtamperemeter und Wellenmesser auf den Stationen selbst kontrolliert, außerdem die Stärke der Emission, wenn möglich, durch eine nahe gelegene Empfangsstation.

Außer diesen internationalen Versuchen mit langen Wellenlängen und auf große Entfernung sind Versuche mit kürzeren Wellen und auf geringere Entfernung in Schweden und in Süd-Rußland geplant.

Die Empfangsstationen.

Empfangsstationen gibt es in nur geringer Anzahl nordöstlich der Totalität, da die Petersburger Empfangsstationen, weil die Militärstation dauernd die Zeichen für Versuche A. gibt, nicht empfangen können. Innerhalb des Weges des Kernschattens ist in Schweden, Norwegen und Rußland eine genügende, im Halbschatten südwestlich der Totalität also in Deutschland, Frankreich usw. eine reiche Anzahl von Empfangsstationen vorhanden. Die Organisation der Empfangsstationen ist naturgemäß den einzelnen Ländern überlassen.

Die deutschen und schweizerischen Empfangsstationen, welche sich erboten haben, an den Versuchen teilzunehmen, erhalten 1—2 obli-

gatorische Sendestationen, die sie gut empfangen können, zuerteilt. Diese haben sie in erster Linie zu beobachten und zu registrieren. Sollte eine Station so gut funktionieren, daß sie außerdem noch andere der Sendestationen beobachten kann, desto besser. Nebenbei sollen auch, wenn möglich, im Sinne der Versuche der British Association die atmosphärischen Störungen registriert werden. Jedoch darf unter dem Empfang der anderen Stationen und der atmosphärischen Störungen unter keinen Umständen die Beobachtung der obligatorischen Stationen leiden.

Die Vorversuche haben bisher ergeben, daß Nauen und Norddeich überall in Deutschland mit sehr großer, Paris mit genügender Intensität empfangen wird.. Die russischen Stationen meistens leider recht schwach. Naturgemäß werden daher die weit entfernten russischen Stationen den größeren deutschen Empfangsstationen, Nauen, Norddeich und Paris den kleineren Stationen zuerteilt werden.

Die Beobachtung soll, wenn irgend möglich, mit Spiegelgalvanometern erfolgen, die nicht zu lange Schwingungsdauer haben dürfen, damit während des Sekundenstrichs das Maximum des Ausschlages erreicht und eine Zeitlang beibehalten wird. Je kürzer die Schwingungsdauer des Galvanometers ist, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß trotz atmosphärischer Störungen noch brauchbare Werte für diesen oder jenen Strich erhalten werden (vgl. Fig. 2). In zweiter Linie käme das Fadengalvanometer in Betracht, das bezüglich der atmosphärischen Störungen im Vorteil ist; dafür ist bei loser Fadenspannung der Ausschlag bekanntlich inkonstant und nicht proportional der Stromstärke, so daß es eigentlich dauernd geaicht werden müßte, was bei den beabsichtigten Versuchen kaum möglich wäre. Wenn die atmosphärischen Störungen allzu schlimm sind oder sonst die Beobachtung mit dem Galvanometer

Normaler Ausschlag
Null Linie
St
St
St
St
St

Fig. 2. St = atmosphärische Störung. Empfang Brüssel 5. Mai 1914, $1^h\,30^m$.

unmöglich ist, so muß auf die Parallelohm-Methode zurückgegriffen werden. Jedoch sollte diese Methode wegen ihrer großen Unsicherheit nur im äußersten Notfall angewandt werden.

Das genauere Programm, Mitteilungen über Vorversuche, Ratschläge zur Vermeidung von Fehlerquellen usw. werden den Beobachtern noch direkt zugehen.[1])

Die Ergebnisse der Beobachtungen werden in den einzelnen Ländern — in Deutschland in Jena — gesammelt und dann von der internationalen Kommission zusammen bearbeitet.

1) Wir sehen deshalb, und weil bis Redaktionsschluß das definitive Programm noch nicht vorliegt, von einer Wiedergabe im Jahrbuch ab. Interessenten, außer den bereits angemeldeten, welche das vollständige Versuchsprogramm zu empfangen wünschen, werden gebeten sich entweder direkt an das Sekretariat der Commission Internationale de T. S. F. S. Rue de l'Esplanade 2, Bruxelles, zu wenden oder an Geheimrat Prof. M. Wien, Direktor des Physikalischen Instituts der Universität, Jena, Landgrafen 10, oder an Dr. G. Eichhorn, Zürich, Hauptpostfach 6123.

Die Redaktion.

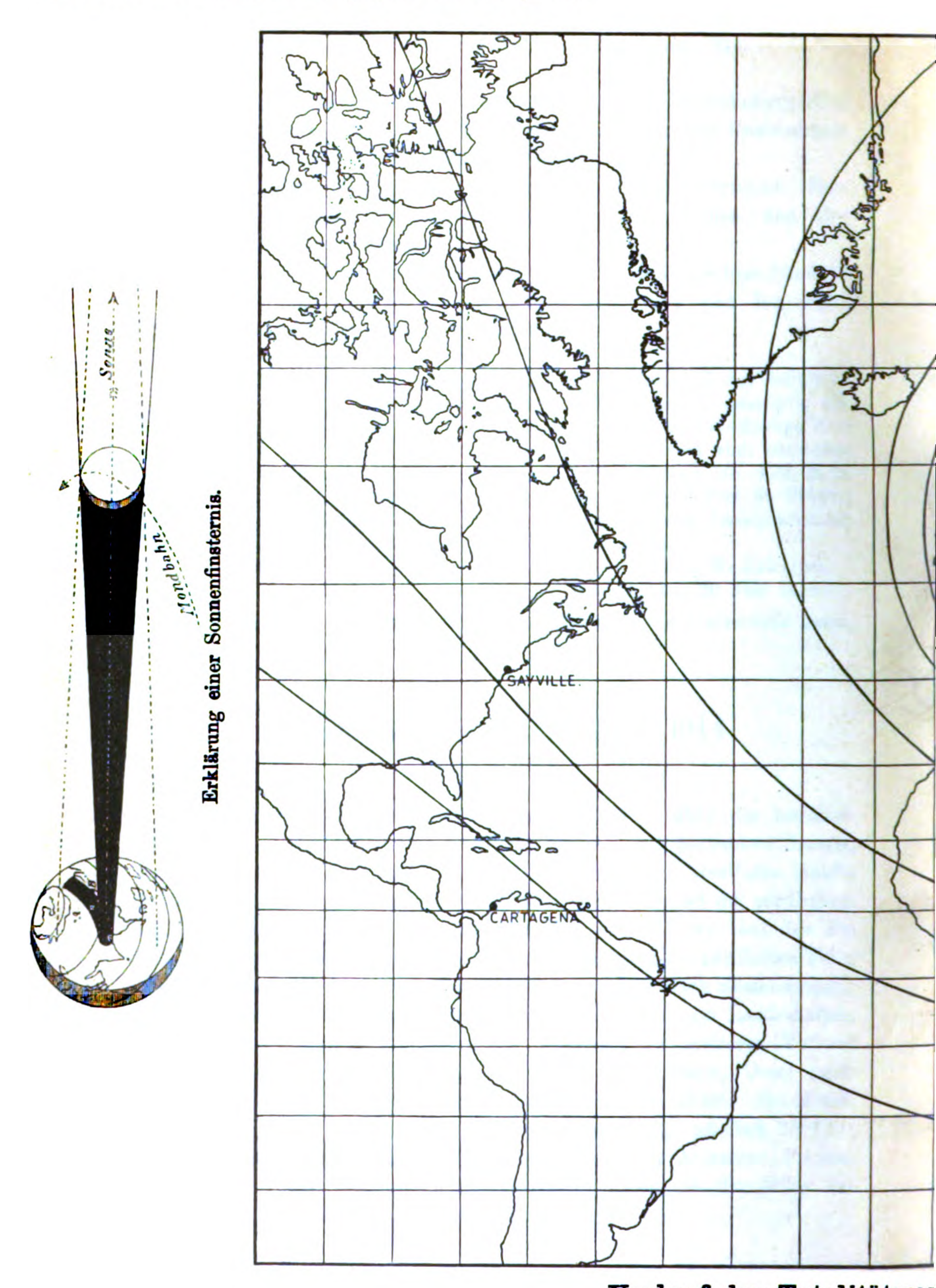
(Eingesandt 20. Juli 1914.)

Adresse des Autors: Direktor des Phys. Instituts der Universität Jena, Landgrafen 10.

Zur Sonnenfinsternis 21. August 1914.

(Hierzu 1 Karte.)

Die Sichtbarkeit der Finsternis erstreckt sich über die nordöstliche Hälfte Nordamerikas, die nördliche Hälfte des Atlantischen Ozeans, fast ganz Europa, die nördliche Hälfte Afrikas, die westliche Hälfte Asiens, den nordwestlichen Teil des Indischen Ozeans und die nördlichen Polargegenden. Die schmale, nur 160 km breite Zone, auf der die Finsternis total erscheint, beginnt mit Sonnenaufgang im nördlichen Teile Nordamerikas und geht über das nördliche Grönland nach Skandinavien; sie streift dann, südlich von den Lofoteninseln, über die Landschaften Helgeland, Jämtland, Angermanland hinweg; ihr weiterer Verlauf außerhalb Schwedens führt über die Alandsinseln, Dagö, Oesel nach Rußland. Riga, Mitau, Minsk, Kiew haben volle Totalität. Bei Minsk erreicht die Dauer der Totalität ihren größten Betrag, nämlich $2^m 14^s$; sie zieht dann über das Schwarze Meer weiter durch Armenien, Persien und Belutschistan und endet mit Sonnenuntergang in der Nähe des Golfes von Katscha. (Vgl. Karte im Anhang.)

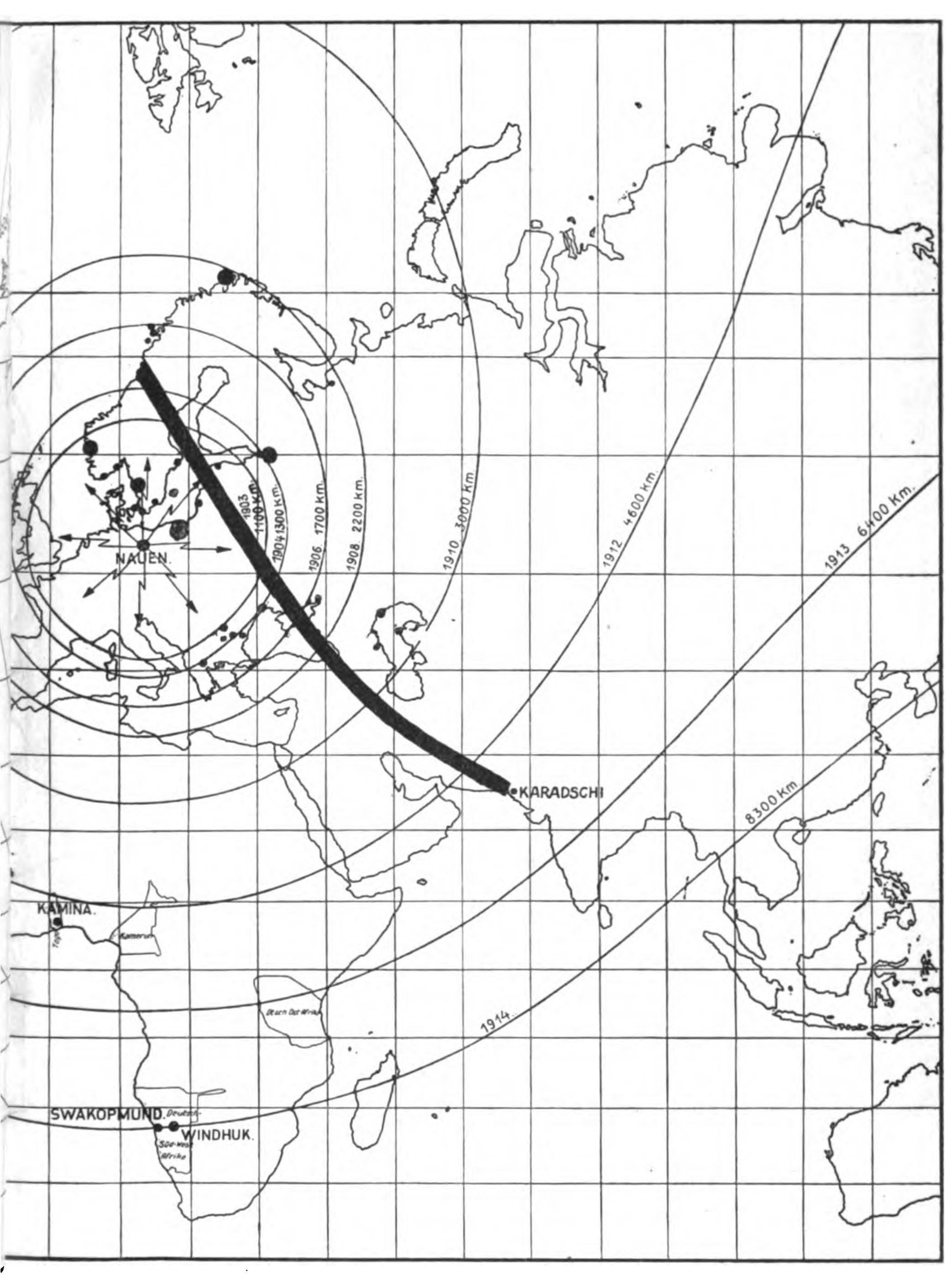


Erklärung einer Sonnenfinsternis.

Verlauf der Totalitätszo

Diese Karte zeigt gleichzeitig das Anwachsen d

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.



der Sonnenfinsternis am 21. August 1914.

r Reichweiten des Deutschen Telefunken-Systems von 1903 bis 1914.

Für die Bewohner aller Orte außerhalb dieser Zone bleibt die Sonnenfinsternis partiell, d. h. es bleibt für sie eine leuchtende Sichel zu sehen, die desto größer ist, je weiter jene Orte von der Zentralitätszone entfernt liegen. Nachstehend eine Anzahl deutscher Orte mit Angaben über den zeitlichen Anfang und Ende M.E.Z. (also eine Stunde früher Greenwich-Zeit), der Finsternis, sowie über die zugehörigen Werte ihrer größten Phase in Teilen des Sonnendurchmessers.

Ort	Anfang	Ende	Größe	Ort	Anfang	Ende	Größe
Aachen	12 6	2 30	0.71	Heidelberg	12 11	2 36	0.72
Arnsberg	12 8	2 32	0.74	Konstanz	12 15	2 39	0.70
Berlin	12 12	2 36	0.83	Marburg	12 9	2 34	0.75
Bremen	12 6	2 30	0.78	Metz	12 9	2 33	0.68
Breslau	12 18	2 41	0.86	Mülhaus. i. E.	12 14	2 38	0.69
Cassel	12 9	2 34	0.76	München	12 16	2 41	0.74
Coblenz	12 9	2 33	0.72	Nürnberg	12 14	2 38	0.75
Coburg	12 12	2 37	0.76	Passau	12 18	2 42	0.77
Cöln	12 7	2 31	0.73	Sigmaringen	12 14	2 38	0.71
Danzig	12 13	2 36	0.92	Straßburg i. E.	12 12	2 36	0.70
Düsseldorf	12 6	2 31	0.72	Stuttgart	12 13	2 37	0.73
Frankfurt	12 10	2 35	0.73	Trier	12 9	2 33	0.70
Fulda	12 10	2 35	0.75	Wiesbaden	12 10	2 34	0.72
Göttingen	12 9	2 34	0.76	Würzburg	12 12	2 36	0.74
Halle a. S.	12 12	2 36	0.79				

Für Zürich sind die Zeiten 12^h $14{,}5^m$ (Anfang), 1^h $28{,}2^m$ (größte Phase), 2^h $38{,}6^m$ (Ende). Größe 0,70. E.

(Eingesandt 12. Juli 1914.)

Internationale Kommission für wissenschaftliche drahtlose Telegraphie.

T. S. F. S.

Der Gedanke, eine Internationale Kommission für wissenschaftliche Untersuchungen auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie zu gründen, entsprang aus einem Privatgespräch zwischen K. E. F. Schmidt-Halle und Robert B. Goldschmidt-Brüssel gelegentlich der Internationalen Zeit-Konferenz (Paris 1912).

Ein erstes Zusammentreffen zur Gründung eines Ausschusses fand statt Oktober 1913 in Brüssel; es wurde ein provisorisches Komitee gebildet und ein vorläufiger Arbeitsplan entworfen. Man beschloß, regelmäßige Emissionen an der Großstation Laeken-Brüssel zu machen, die von den Mitgliedern der Kommission in den verschiedenen Ländern Europas empfangen werden sollten. Der Ausschuß hat am

6ten bis 8ten April 1914 eine zweite Sitzung in Brüssel gehalten unter dem Präsidium von W. Duddell-London, um die schon erzielten Resultate zu besprechen und den weiteren Arbeitsplan festzulegen.

Inzwischen sind Nationale Ausschüsse in Belgien, Frankreich und Großbritannien gebildet worden. In Deutschland haben eine Anzahl von Stationen sich bereit erklärt, an den Empfangsversuchen teilzunehmen, und eine vollständigere Organisation ist in Vorbereitung; ähnlich liegen die Verhältnisse in Österreich, Rußland, Italien, in der Schweiz, in den Vereinigten Staaten usw.

Während der Sitzung wurden die Statuten auf ihre endgültige Form gebracht und angenommen. Ferner wurde in folgender Resolution das Arbeitsgebiet der T. S. F. S. von dem der Abteilung für Radiotelegraphie der British Association for the Advancement of Science genauer abgegrenzt:

„Nachdem die Commission Internationale de T. S. F. S. vom Arbeitsziel des Committee for Radiotelegraphic Investigation of the British Association for the Advancement of Science Kenntnis genommen hat, ist sie der Ansicht, daß beide Organisationen verschiedene Arbeitsgebiete haben. Die C. I. de T. S. F. S. macht sich speziell quantitative Untersuchungen hinsichtlich Emissionen, Ausbreitung und Empfang elektrischer Wellen zur Aufgabe.

Das Komitee der B. A. macht sich seinerseits zur Aufgabe, Beobachtungsresultate zu sammeln, zu klassifizieren und zu kommentieren, um Beziehungen zwischen geophysikalischen Phänomenen und der Ausbreitung elektrischer Wellen zu ermitteln; ferner stellt es eine Statistik auf und studiert die anormalen Erscheinungen und atmosphärischen Störungen.

Wo die beiden Organisationen Berührungspunkte haben sollten, wird die C. I. ihre Mitglieder veranlassen der B. A. eine weitgehende Mitwirkung zuteil werden zu lassen."[1])

Die Kommission wohnte einer Demonstration der Sende- und Meßmethoden an der Großstation Laeken-Brüssel bei; es wurden Mitteilungen gemacht von R. Goldschmidt und R. Braillard über die bisher eingeführten und die noch zu treffenden Verbesserungen. Letztere bestehen hauptsächlich in der Einrichtung einer neuen Funkenstrecke,

1) Das Komitee der B. A. faßte in seiner Sitzung vom 8. Mai 1914 die Resolution, daß es die Ansicht usw. usw. (wie im vorstehenden Brüsseler Beschluß formuliert) der C. I. teilt und seinerseits ebenfalls seinen weitgehenden Beistand bei eventuellen gemeinsamen Untersuchungen darbieten wird.



System R. Goldschmidt, mit besserer Löschwirkung als bisher, in der Vergrößerung der Antenne und der Vermehrung der ausgestrahlten Energie.

Wien besprach an Hand von in Jena aufgenommenen Resonanzkurven der Emissionen in Brüssel, Norddeich und Paris die Schwierigkeiten bei der Erzeugung sehr großer Schwingungsenergieen durch Funkenerregung und drückte den Wunsch aus, daß auch Versuche mit Hochfrequenzmaschinen gemacht werden sollten. Es wurde daraufhin beschlossen, zunächst eine kleine Hochfrequenzmaschine zu Versuchszwecken zu beschaffen.

G. Lutze sprach über die Messungen an den Sendeapparaten sowie an zwei Kontrollstationen in der Nähe der Sendestation.

Verschiedene Delegierte berichteten über ihre Empfangsergebnisse im Winter 1913/14:

K. Schmidt-Halle über Beobachtungen mit Barretter und Galvanometer.

K. Vollmer und M. Wien (Jena) über photographische Registrierung der Emissionen von Brüssel, Norddeich, Paris und Halle mit Thermodetektor und Galvanometer.

H. Benndorf-Graz über Beobachtungen der Brüsseler Emission auf 1000 km mit Detektor und Galvanometer.

E. Merchant-Liverpool über photographische Registrierung der Brüsseler Emission mit Fadengalvanometer.

G. Howe-London über die Bestimmung der Energie der Emission von Brüssel und Paris.

P. Lucas-Namur über photographische Registrierung mit dem Fadengalvanometer.

Th. Wulf-Valkenburg über photographische Registrierung mit dem Fadenelektrometer.

Die Gründe der Abweichungen in den Empfangsstationen wurden besprochen. Das Komitee drückte den Wunsch aus, daß künftig von allen Stationen die Antennendaten angegeben werden und daß, wenn möglich, die Beobachtungen photographisch registriert werden sollten.

W. Duddell-London gibt einen ausführlichen Bericht über zu benutzende Methoden und Instrumente und macht eine Reihe von Vorschlägen über die auszuführenden Versuche, die allgemeine Zustimmung finden. Für die Kontrollstationen werden geschlossene Kreise empfohlen, wie sie Braun-Straßburg kürzlich verwandt hat.

M. Abraham-Paris berichtet über die Messung der Ausbrei-



tungsgeschwindigkeiten der elektrischen Wellen zwischen Paris und Washington.

K. Vollmer-Jena über Messungen betreffend die erreichbare Konstanz von Detektoren.

M. Wien-Jena über die Thermoträgheit von Thermoelementen.

Drumaux-Brüssel über die Liebenröhre als Verstärker und Erzeuger elektrischer Schwingungen. Im Anschluß hieran berichtet M. Wien-Jena über eine von K. Vollmer-Jena ausgearbeitete Methode zur Aufnahme von Resonanzkurven in sehr kurzen Zeiten unter Verwendung der Liebenröhre und Bestimmung der Antennenkonstanten nach dieser Methode.

Ein allgemeines Programm für die zukünftigen Versuche wird von R. Goldschmidt vorgeschlagen und nach kleinen Abänderungen angenommen.

W. Eccles-London berichtete über einen von der British Association entworfenen Arbeitsplan gelegentlich der Sonnenfinsternis am 21. August 1914. Es wurde beschlossen, einen Ausschuß zur Mitarbeit zu wählen, bestehend aus H. Benndorf-Graz, W. Eccles-London, G. Ferrié-Paris und M. Wien-Jena.

Die Statuten wurden genehmigt und die Verteilung des Budgets besprochen. Das bisherige provisorische Komitee: W. Duddell-London, M. Wien-Jena und R. Goldschmidt-Brüssel wird definitiv gewählt; als Vize-Sekretär wurde R. Braillard ernannt. E.

(Eingesandt 1. Juli 1914.)

Über die Messung der Erdströme in der Nähe einer Sendeantenne durch Sonden.

(Mitteilung aus der Radioelektrischen Versuchsanstalt für Marine und Heer, Göttingen.)

Von **Hans Busch.**

1. Gelegentlich einer anderen Untersuchung habe ich mich mit der Frage beschäftigt: Kann man mit Sonden die Stromdichte in einem wechselstromdurchflossenen Leiter bestimmen? Welchen Fehlerquellen ist die Messung unterworfen und wie lassen diese sich beseitigen? Im Hinblick auf die schönen Untersuchungen von Herrn True[1]), die viel-

1) H. True, Diss. Göttingen 1911; Jahrb. 5, 125, 1911 (im folgenden als l. c. zitiert).

leicht auch einmal bei anderen Stationen, bei denen die Tiefe des Grundwasserspiegels nicht so extrem klein wie in Göttingen (1,5 m) ist, wiederholt werden, scheint mir diese Frage auch für die drahtlose Telegraphie Bedeutung zu besitzen; deshalb seien die Resultate meiner Überlegungen hier mitgeteilt.

2. Da solche Sondenmessungen stets auf die Messung einer Potentialdifferenz hinauslaufen, so wollen wir zunächst die Frage erörtern: In welchem Zusammenhang steht die Potentialdifferenz zweier in der Erde befindlicher Sonden mit der in ihrer Umgebung herrschenden Stromdichte? Um diese Frage zu beantworten, müssen wir diese Potentialdifferenz zunächst definieren. Denn diese ist nicht, wie beim rein elektrostatischen Felde, ohne weiteres definiert als das längs irgend einer Verbindungskurve der Sonden erstreckte Linienintegral über die elektrische Feldstärke, weil dieses Integral wegen des vorhandenen magnetischen Wechselfeldes vom Integrationswege abhängt. Wir definieren deshalb willkürlich: Die Spannungsdifferenz E_S zwischen den Sonden S_1 und S_2 ist gleich dem längs der geradlinigen Verbindungsstrecke der Sonden erstreckten Linienintegral über die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$:

$$E_S = \int_{S_1}^{S_2} \mathfrak{E} \cos \alpha \, d x \tag{1}$$

($d x$ = Längenelement der Strecke $\overline{S_1 S_2}$, α = Winkel zwischen $d x$ und $\mathfrak{E}$).

Wir nehmen im folgenden stets an, daß der Sondenabstand a sehr klein gegenüber der Wellenlänge λ und daß das Erdreich homogen ist; dann ist $\mathfrak{E}$ und α längs der Strecke $\overline{S_1 S_2}$ konstant und wir erhalten:

$$E_S = a \, \mathfrak{E} \cos \alpha = a \, \mathfrak{E}_x \tag{1a}$$

($\mathfrak{E}_x$ = Komponente von $\mathfrak{E}$ in der Richtung $\overline{S_1 S_2}$).

Nun gilt nach der Maxwellschen Theorie, unabhängig von jeder Voraussetzung:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{i} \frac{1}{\sigma}, \tag{2}$$

wenn $\mathfrak{i}$ die Dichte des Leistungsstromes ($\mathfrak{i}_x$ ihre x-Komponente) und σ die (Ohmsche) Leitfähigkeit des Erdreiches ist. Es gilt also

$$E_S = a \frac{\mathfrak{i}}{\sigma} \cos \alpha = a \frac{\mathfrak{i}_x}{\sigma}, \tag{3}$$

d. h. unabhängig von allen Voraussetzungen, insbesondere auch unabhängig von der Dielektrizitätskonstante des Erdreiches, ist die durch Gleichung (1) definierte Sondenspannung gleich der Komponente der Stromdichte in Richtung der Verbindungsstrecke der Sonden, mal dem Sondenabstand, dividiert durch die Ohmsche Leitfähigkeit des Bodens.

3. Wir fragen nun weiter: Wie können wir die durch Gleichung (1) definierte Sondenspannung, die in obigem einfachem Zusammenhang mit der Stromdichte steht, messen? Dazu wollen wir uns zunächst überlegen, wie groß die Spannung E ist, die ein durch zwei beliebig geführte Drähte d_1 und d_2 mit den in der Erde liegenden Sonden S_1 S_2 verbundener Spannungsmesser E anzeigt (Fig. 1). Wir beschränken uns dabei vorläufig auf einen Idealfall: wir nehmen an, der Stromverbrauch von E sei unmeßbar klein (z. B. könnte E ein elektrostatisches Instrument mit verschwindend kleiner Kapazität, oder eine Kompensationseinrichtung mit Nullinstrument sein); außerdem wollen wir annehmen, daß durch die Anwesenheit der Sonden und ihrer Zuleitungen die Stromverteilung in der Erde nicht gestört werde. Zur Berechnung von E knüpfen wir an die zweite Maxwellsche Hauptgleichung (das Induktionsgesetz) an, welche in der Integralform lautet:

$$\int_{\mathfrak{s}} \mathfrak{E}\, d\,\mathfrak{s} = \frac{d\,Z}{d\,t}: \tag{4}$$

das Linienintegral der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ über die geschlossene Kurve $\mathfrak{s}$ ist gleich der Änderungsgeschwindigkeit des von der Kurve umschlungenen magnetischen Flusses Z. Die Kurve $\mathfrak{s}$ legen wir (Fig. 1) von S_1 längs des Zuleitungsdrahtes d_1 über E—Zuleitungsdraht d_2 nach S_2 und längs der Verbindungsgeraden $\overline{S_1\,S_2}$ nach S_1 zurück. Z ist dann der durch die eng schraffierte Fläche tretende magnetische Fluß. Zu dem Linienintegral tragen die Drähte d_1 und d_2 nichts bei, da in ihnen kein Strom fließt und infolgedessen in ihnen $\mathfrak{E} = 0$ ist; der Anteil, den der Spannungsmesser E zu $\int \mathfrak{E}\, d\,\mathfrak{s}$ liefert, ist gleich der von ihm gemessenen Spannung E; damit geht Gleichung (4) über in:

$$\frac{d\,Z}{d\,t} = E + \int_{S_1}^{S_2} \mathfrak{E}\, d\,\mathfrak{s} = E - E_S\,,$$

$$E = \frac{d\,Z}{d\,t} + E_S = \frac{d\,Z}{d\,t} + \frac{\mathfrak{i}}{\sigma}\, a \cos \alpha\,. \tag{4a}$$

Die gemessene Spannung E wird also dann und nur[1]) dann gleich der Sondenspannung E_S und damit der Stromdichte i proportional, wenn die von der Kurve $\mathfrak{s}$ umschlossene Fläche Null ist, d. h., wenn die Zuleitungen zum Elektrometer nach Fig. 2 geführt werden. Die parallelen Teile der Drähte werden dabei am besten verdrillt.

Um zu erkennen, welchen Fehler man macht, wenn man obige Regel nicht beachtet, legen wir in Fig. 1 die Kurve $\mathfrak{s}$ so, daß die umschlossene Fläche Null wird, also von S_1 über $d_1 - E - d_2$ nach S_2 und nun in der Erde dicht neben den Drähten $d_1\, d_2$ zurück nach

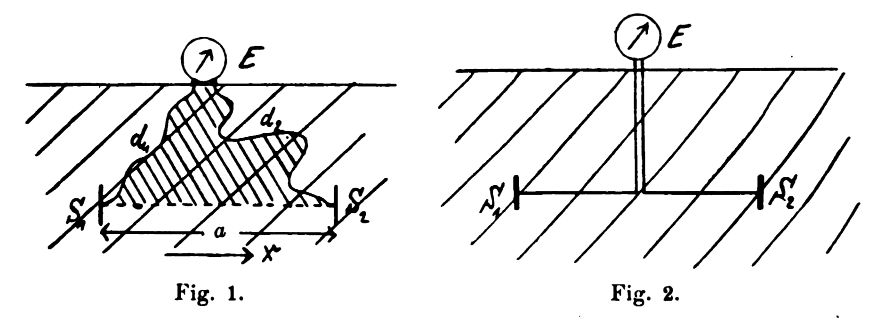


Fig. 1. Fig. 2.

S_1. Aus Gleichung (4) folgt dann, daß E gleich dem Integral über die Stromdichte, gemessen längs der Zuleitungen d_1 und d_2 ist. Wir betrachten zwei Spezialfälle: Erstens seien die Zuleitungen nach Fig. 3 geführt: Die Verbindungslinie der Sonden S_1 und S_2 falle in die Richtung der Stromlinien; von den Sonden seien die Drähte zunächst senkrecht zu den Stromlinien bis S_1' bzw. S_2', dann parallel zu i bis zur Mitte über den Sonden und endlich dicht nebeneinander zum Elektrometer geführt. Dann tragen die Stücke $S_1\, S_1'$ und $S_2\, S_2'$ überhaupt nichts zu $\int \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s}$ bei, da längs ihnen $\mathfrak{E} = 0$ ist; daher ist die gemessene Spannung E genau so groß, als wenn die Sonden sich in S_1' und S_2' befinden würden. Bei dieser Anordnung ist also nicht die Lage der Sonden, sondern des horizontalen Stückes der Leitung maßgebend für die gemessene Spannung. Der Unterschied der so gemessenen Spannung gegenüber der richtig gemessenen beträgt nach

---

1) $\frac{d\,Z}{d\,t}$ dadurch zum Verschwinden zu bringen, daß man die Sonden in die Richtung der magnetischen Kraftlinien stellt, ist schon deshalb nicht angängig, weil dann die Spannung E verschwinden würde, denn im allgemeinen ist das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ senkrecht zu i gerichtet.

Gleichung (4a) $\frac{dZ}{dt} = a\,h\,\frac{d\mathfrak{H}}{dt}$, wenn Z den von dem Rechteck $S_1 S_1' S_2' S_2 S_1$ umschlossenen magnetischen Fluß, $\mathfrak{H}$ die magnetische Feldstärke senkrecht zur Zeichenebene und h die Länge der senkrechten Drahtstücke $S_1 S_1'$ und $S_2 S_2'$ bedeutet. Man kann somit durch zwei richtige Sondenmessungen in verschiedenen, um den Betrag h auseinander-

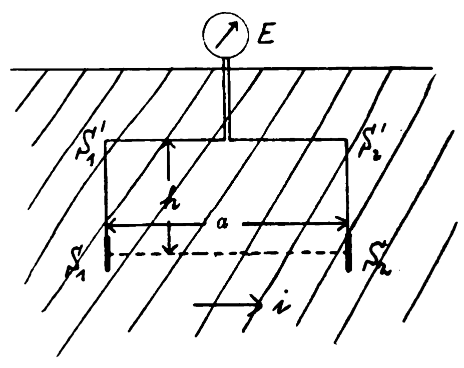


Fig. 3.

liegenden Tiefen auch das magnetische Wechselfeld in der Erde bestimmen:

$$\frac{d\mathfrak{H}}{dt} = \frac{E - E'}{a\,h} \tag{5}$$

[folgt auch direkt aus der 2. Hauptgleichung in der Differentialform:

$$\text{curl}\ \mathfrak{E} = \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial h} = \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} \qquad (5\text{a})].$$

Die Drahtstücke $S_1 S_1'$ und $S_2 S_2'$ brauchen dabei nicht senkrecht zu den Stromlinien, sondern nur einander parallel und gleich lang zu sein, denn dann sind die längs $S_1 S_1'$ und $S_2 S_2'$ auftretenden Teile der Spannung entgegengesetzt gleich und heben sich auf; auch dann ist also die gemessene Spannung ebenso groß, als wenn die Sonden sich in S_1' und S_2' befänden.

Als zweites Beispiel betrachten wir den Fall, daß die Leitungen von den Sonden (Tiefe b) geradlinig zu dem auf dem Erdboden stehenden Elektrometer geführt sind (Fig. 4). Da, wie wir oben sahen, die Stromdichte längs der Leitungen maßgebend für den Ausschlag von E ist, so gibt hier E den arithmetischen Mittelwert der

Stromdichte in dem Tiefenintervall 0 bis b an; der Elektrometerausschlag ist also ungefähr so groß, als wenn die Sonden in halber Tiefe richtig angebracht wären, wie es in Fig. 4 punktiert gezeichnet ist.

4. Die bisher abgeleiteten Resultate beziehen sich auf den Idealfall, daß durch die Sonden kein Strom entnommen wird und daß die Zuleitungen zu den Sonden das Feld nicht merklich stören. Beide Voraussetzungen sind in Wirklichkeit nicht erfüllt, und wir wollen untersuchen, welche Folgen dies hat. Wir betrachten zunächst die Wirkung eines durch die Sonden entnommenen Stromes. Sie äußert

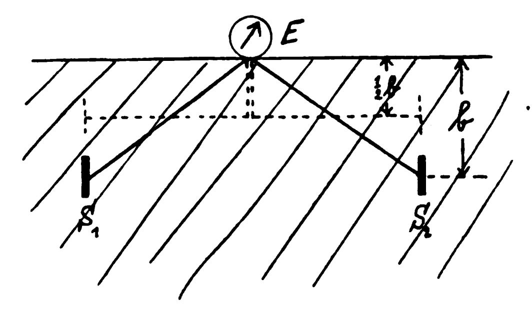


Fig. 4.

sich in einer Feldverzerrung in der Umgebung der Sonden; die Stromlinien konvergieren von außen her nach den Sonden und endigen teilweise auf ihnen; dadurch wird die Stromdichte zwischen den Sonden und damit auch die gemessene Spannung kleiner. Dieses verzerrte Feld entsteht durch Superposition des Feldes, das bei stromlosen Sonden vorhanden wäre und des Feldes des Sondenstromes; die Spannung zwischen den Sonden ist daher gleich der vom ursprünglichen Feld hervorgerufenen Spannung, die wir oben berechnet haben, vermindert um den Spannungsabfall, den der Sondenstrom im zwischenliegenden Erdreich hervorruft, und dieser ist genau so groß, als wenn das äußere Feld nicht vorhanden wäre, also gleich dem Sondenstrom I_S mal dem Widerstande $\mathfrak{R}$ des zwischen den Sonden liegenden Erdreichs. Statt Gleichung (4a) ist daher zu schreiben (falls $\frac{dZ}{dt} = 0$ ist):

$$E = E_S - I_S \mathfrak{R}, \tag{4b}$$

oder, wenn der Sondenstrom gleich dem vom Spannungsmesser verbrauchten Strom $\frac{E}{R_E}$ ist (R_E = Widerstand des Spannungsmessers):

$$E = E_S - \frac{E}{R_E}\,\Re\,,$$

$$E_S = E\left(1 + \frac{\Re}{R_E}\right). \tag{6}$$

Dabei ist zu beachten, daß ein Teil des Stromes als Verschiebungsstrom in die Erde eintritt, als Widerstand $\Re$ ist demnach die Impedanz

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + C^2\,\omega^2}}$$

(R = Ohmscher Widerstand des Erdreiches zwischen den Sonden, C = gegenseitige Kapazität der Sonden) einzusetzen und der Spannungsabfall $I_S\,\Re$ ist geometrisch zur gemessenen Spannung E zu addieren, was man am einfachsten durch Anwendung der symbolischen (komplexen) Schreibweise zum Ausdruck bringen kann:

$$\Re = \frac{1}{\frac{1}{R} + j\,\omega\,C}.$$

Sind, wie es gewöhnlich zutrifft, die Sondendimensionen klein gegen ihren Abstand, so wird R gleich dem doppelten Übergangswiderstande $2\,R_S$ und C gleich der halben Kapazität $\frac{1}{2}\,C_S$ einer Sonde gegen die Umgebung; beide lassen sich dann nach einfachen Formeln berechnen. Man kann dann auch direkt den komplexen Widerstand $\Re$ erhalten, wenn man in die Formel für den Übergangswiderstand R statt des spezifischen Widerstandes s die komplexe Größe

$$\mathfrak{s} = \frac{1}{\sigma + j\,\frac{\varepsilon}{2\,c\,\lambda}} = \frac{\sigma - j\,\frac{\varepsilon}{2\,c\,\lambda}}{\sigma^2 + \frac{\varepsilon^2}{4\,c^2\,\lambda^2}}$$

einsetzt (ε = Dielektrizitätskonstante, λ = Wellenlänge, c = Lichtgeschwindigkeit). Für 2 Kugeln von 16 cm Durchmesser oder 2 Kreisscheiben von 25 cm Durchmesser ist z. B. $R = 0{,}02\,s$ C.G.S. $= 2 \cdot 10^{-11}\,s\,\Omega$; man erhält so bei $\lambda = 500$ m:

für nassen Boden ($\sigma = 10^{-13}$, $\varepsilon = 10$): $\Re = (200 - j\,7)\,\Omega$,
für trockenen Boden ($\sigma = 10^{-15}$, $\varepsilon = 4$): $\Re = (7200 - j\,9600)\,\Omega$.

Diese Zahlen sind natürlich nur rohe Durchschnittswerte. Bei der wirklichen Ausführung der Messungen wird man sich von der Unsicherheit in der Bestimmung von $\mathfrak{R}$ dadurch unabhängig machen, daß man den Widerstand R_E des Spannungsmessers E groß gegenüber $\mathfrak{R}$ macht; ob das der Fall ist, kontrolliert man, indem man feststellt, ob bei Vergrößerung des Widerstandes von E die gemessene Spannung unverändert bleibt, so wie es True auch gemacht hat. Aus obigen Zahlen für $\mathfrak{R}$ ersieht man, daß sich das bei nassem Boden noch erreichen läßt, bei trockenem Boden aber im allgemeinen nicht.[1]) Wie man die bei nicht genügend kleinem $\mathfrak{R}$ anzubringende Korrektion experimentell ermittelt, ist unten im Abschnitt 9 auseinander gesetzt.

Weitere störende Wirkungen des vom Spannungsmesser den Sonden entnommenen Stromes sind nicht vorhanden, insbesondere sind Ohmscher Widerstand und Selbstinduktion[2]) der Zuleitungen stets vernachlässigbar klein.

5. Dagegen kann den Sonden noch ein weiterer Strom unter Umständen entzogen werden durch die gegenseitige Kapazität C_l der Zuleitungen zum Spannungsmesser. Dieser zusätzliche Strom stört aber nur durch den Spannungsabfall, den er in den Übergangswiderständen Sonden—Erdreich hervorruft; er vergrößert also nur den durch diese Widerstände bedingten, oben besprochenen Fehler, und zwar nur dann in merklichem Maße, wenn der zwischen den Zuleitungen übergehende Verschiebungsstrom $I_l = j\,\omega\,C_l\,E$ [3]) mindestens von gleicher Größenordnung wie der Elektrometerstrom $I_E = E/R_E$ ist. Zahlenmäßig erhält man den Fehler, indem man in Gleichung (4b) für den Sondenstrom I_S den Wert $I_l + I_E = E(1/R_E + j\,\omega\,C_l)$ einsetzt:

$$E = E_S - \mathfrak{R}\,E(1/R_E + j\,\omega\,C_l),$$

$$E_S = E(1 + \mathfrak{R}\,[1/R_E + j\,\omega\,C_l]). \tag{6a}$$

Man sieht aus der Formel, daß man den durch den Übergangswiderstand $\mathfrak{R}$ hervorgerufenen Fehler durch Vergrößerung des Elektrometerwiderstandes R_E nicht beliebig herabdrücken kann, daß es vielmehr zwecklos ist, R_E wesentlich größer als den kapazitiven Widerstand $1/C_l\,\omega$ der Zuleitungskapazität zu machen. Besteht z. B. die Zuleitung, wie bei True, aus zwei Gummiaderdrähten von je 3 m Länge in gut leitendem Erdreich, so berechnet sich deren gegenseitige

1) Bei einem Widerstand des Spannungsmessers von maximal 10000 Ω.

2) Vgl. die Berechnung bei True, l. c. S. 129.

3) Die genaue Berechnung von I_l unter Berücksichtigung des Leitvermögens des Mediums wird weiter unten gegeben.

Kapazität bei 1 mm Drahtdurchmesser und 3—4 mm Isolationsdurchmesser (zwei hintereinander geschaltete Zylinderkondensatoren, $r_i = 0,5$ mm, $r_a = 2$ mm, $\varepsilon = 2,7$) zu

$$C_l = 160 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{Fd},$$

also bei $\lambda = 1000$ m

$$1/C_l\,\omega = 3000\ \Omega.$$

Der dem Spannungsmesser parallel liegende kapazitive Widerstand war also hier erheblich kleiner als der Widerstand des Spannungsmessers ($R_E = 8000\ \Omega$); eine Vergrößerung von R_E würde in diesem Fall den Fehler nicht merklich verringert haben.

Über die experimentelle Ermittelung des durch die Zuleitungskapazität hervorgerufenen Fehlers s. u. (Ziffer 9).

6. Eine weitere Fehlerquelle bildet die durch die Anwesenheit der Zuleitungen an und für sich, ohne Rücksicht auf ihre Verbindung mit dem Spannungsmesser, hervorgerufene Feldverzerrung: diejenigen Teile der Zuleitungen, welche sich parallel zum elektrischen Felde erstrecken, saugen die elektrischen Kraftlinien und damit die Stromlinien in sich hinein und verringern so die elektrische Feldstärke in ihrer Umgebung und somit auch den Elektrometerausschlag. Man kann das auch so ausdrücken: die Zuleitungen wirken wegen ihrer Kapazität gegen die Umgebung ebenfalls als Sonden; da ihr Abstand im Mittel geringer ist als der wirkliche Sondenabstand a, so ist für die Angaben des Spannungsmessers nicht a, sondern ein kleinerer Wert maßgebend. Bei dieser Betrachtungsweise wird der im vorigen Abschnitt besprochene, zwischen den Zuleitungen übergehende Verschiebungsstrom mit berücksichtigt.

Zur zahlenmäßigen Berechnung des Fehlers betrachten wir jedes Element der Zuleitung (Länge ds, Fig. 5) als Sonde; alle diese Sonden sind dann den Hauptsonden parallel geschaltet und haben das gleiche Potential. Zur Charakterisierung des einzelnen Elementes ds diene seine längs der Leitung gemessene Entfernung s vom Elektrometer E; x sei seine Entfernung von der Symmetrieebene, deren Spur in Fig. 5 gestrichelt gezeichnet ist. Für jedes Sondenpaar ds gilt nun unter der Voraussetzung, daß die Leitung nach Fig. 2 geführt ist, so daß durch das Magnetfeld keine merklichen Spannungen induziert werden, Gleichung (4b), welche hier lautet:

$$E = 2x\,\mathfrak{E}_x - 2\,\mathfrak{R}_s\,d\,I_l, \tag{7}$$

wenn wir mit $\mathfrak{E}_x$ die Größe $\frac{\mathfrak{i}}{\sigma}\cos\alpha$, d. i. die Komponente der

elektrischen Feldstärke in der x-Richtung, mit $d I_l$ den durch $d s$ austretenden Strom und mit $\mathfrak{R}_s$ die Übergangsimpedanz von $d s$ bezeichnen. Die $\mathfrak{R}_s$ entsprechende Leitfähigkeit oder Admittanz $\frac{1}{\mathfrak{R}_s} = \mathfrak{K}_s$ ist proportional $d s$, also gleich $\mathfrak{k}\, d s$; $\mathfrak{k}$ (im allgemeinen von s abhängig) ist die „Admittanz" gegen die Umgebung pro Längeneinheit des Zuleitungsdrahtes. Die Ausdrücke „Impedanz" und „Admittanz" sind wieder gewählt, um anzudeuten, daß $\mathfrak{R}_s$, $\mathfrak{K}_s$ und $\mathfrak{k}$ komplexe Größen

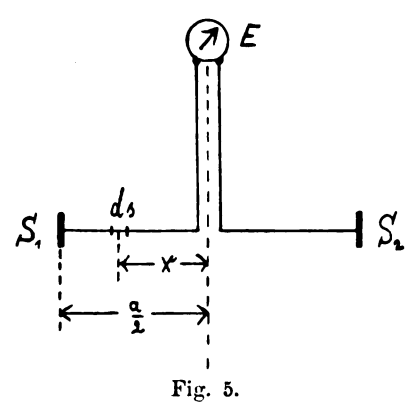


Fig. 5.

sind; und zwar haben sie vorwiegend kapazitiven Charakter, weil der Strom durch die Isolation der Drähte nur als Verschiebungsstrom austreten kann. Sie sind nicht rein kapazitiv, weil außerhalb der Isolationsschicht der Drähte wegen des Leitvermögens des Erdreiches der Strom zum Teil wieder in Leitungsstrom übergeht; hier, wo es sich um Abschätzung des Fehlers handelt, können sie aber mit genügender Annäherung als rein kapazitiv angesehen werden. Es ist dann $\mathfrak{k} = j\, C_1\, \omega$, wenn C_1 die Kapazität pro Längeneinheit des Drahtes gegen die Umgebung ist; C_1 liegt dabei zwischen dem Betrage der Kapazität gegen die Umgebung, genauer gegen die Symmetrieebene (bei isolierendem Erdreich, also sehr trockenem Boden) und der Kapazität gegen die äußere Oberfläche der Drahtisolation (bei nassem Boden). Aus Gleichung (7) folgt:

$$d I_l = (x\, \mathfrak{E}_x - \tfrac{1}{2} E) \frac{1}{\mathfrak{R}_s} = (x\, \mathfrak{E}_x - \tfrac{1}{2} E)\, \mathfrak{k}\, d s,$$

also

$$I_l = \mathfrak{E}_x \int_0^s x\, \mathfrak{k}\, d s - \frac{E}{2} \int_0^s \mathfrak{k}\, d s$$

(S ist die Gesamtlänge eines Zuleitungsdrahtes). Ferner ergibt Gleichung (4b) für den durch die Sonden S_1 und S_2 austretenden Strom:

$$I_s = (a\,\mathfrak{E}_x - E)\frac{1}{\mathfrak{R}};$$

der gesamte Elektrometerstrom wird also

$$I_E = I_l + I_S = \mathfrak{E}_x\left(\frac{a}{\mathfrak{R}} + \int\limits_0^S x\,\mathfrak{k}\,d\,s\right) - E\left(\frac{1}{\mathfrak{R}} + \frac{1}{2}\int\limits_0^S \mathfrak{k}\,d\,s\right).$$

Da andererseits

$$E = R_E\,I_E$$

ist, so erhält man durch Elimination von I_E:

$$E = a\,\mathfrak{E}_x\,R_E\left(\frac{1}{\mathfrak{R}} + \int\limits_0^S \frac{x}{a}\,\mathfrak{k}\,d\,s\right) - E\,R_E\left(\frac{1}{\mathfrak{R}} + \frac{1}{2}\int\limits_0^S \mathfrak{k}\,d\,s\right)$$

oder, da $a\,\mathfrak{E}_x$ gleich der oben definierten Sondenspannung E_s ist:

$$E\left\{1 + \mathfrak{R}\left(\frac{1}{R_E} + \frac{1}{2}\int\limits_0^S \mathfrak{k}\,d\,s\right)\right\} = E_s\left(1 + \mathfrak{R}\int\limits_0^S \frac{x}{a}\,\mathfrak{k}\,d\,s\right). \qquad (8)$$

In dieser Gleichung sind nun sämtliche, von den Sonden und ihren Zuleitungen herrührende Fehlerquellen berücksichtigt. Die relativen Fehler sind die Abweichungen der Faktoren von E und E_s von dem Werte 1. Der Faktor von E auf der linken Seite von Gleichung (8) enthält die wegen des Sondenübergangswiderstandes erforderliche Korrektion: er fügt zu der gemessenen Spannung E den Spannungsabfall $I_s\,\mathfrak{R}$ hinzu, wobei der Sondenstrom I_s sich zusammensetzt aus dem vom Spannungsmesser aufgenommenen Strom E/R_E und dem zwischen den Leitungen übergehenden Verschiebungsstrom $E \cdot \frac{1}{2}\int\limits_0^S \mathfrak{k}\,d\,s$; denn $\int\limits_0^S \mathfrak{k}\,d\,s$ ist die Admittanz einer Zuleitung gegen die Umgebung, $\frac{1}{2}\int\limits_0^S \mathfrak{k}\,d\,s$ also die gegenseitige Admittanz der beiden Leitungen. Nimmt man, wie oben, näherungsweise an, daß der zwischen den Leitungen übergehende Strom ein reiner Verschiebungsstrom ist, so wird diese gegenseitige Admittanz gleich $j\,\omega\,C_l$, also der Faktor von E in Gleichung (8) gleich

$$1 + \Re\left(\frac{1}{R_E} + j\,\omega\,C_l\right),$$

und das ist genau der früher (Gleichung 6a) berechnete Korrektionsfaktor.

Neu hinzugekommen ist demnach nur der Faktor von E_s auf der rechten Seite von Gleichung (8). Er trägt der Tatsache Rechnung, daß die Zuleitungen auch mit als Sonden wirken und den Übergangswiderstand der eigentlichen Sonden verringern; daher kommt es, daß der entsprechende Fehler den vom Übergangswiderstand hervorgerufenen kompensiert. Er kann ihn aber immer nur zum Teil kompensieren, weil wegen

$$\frac{x}{a} \leq \frac{1}{2}$$

stets

$$\int_0^S \frac{x}{a}\,\mathfrak{k}\,d\,s < \frac{1}{2}\int_0^S \mathfrak{k}\,d\,s$$

ist.

Bei der Messung wird man den Fehler wegen der Schwierigkeit einer genauen Berechnung der Korrektionen klein halten; dann kann man der Gleichung (8) die bequemere Form geben:

$$E_s = E\left\{1 + \Re\left(\frac{1}{R_E} + \frac{1}{2}\int_0^S \mathfrak{k}\,d\,s - \int_0^S \frac{x}{a}\,\mathfrak{k}\,d\,s\right)\right\}. \tag{8a}$$

Sind die Zuleitungen sachgemäß nach Fig. 2 geführt, so lassen sich die Integrale berechnen. Es ist dann nämlich in der parallelen Strecke der Leitungen $\frac{x}{a}$ so klein, daß dort das zweite Integral vernachlässigt werden kann (namentlich bei verdrillten Leitungen); es wird dann

$$\int_0^S \frac{x}{a}\,\mathfrak{k}\,d\,s = \int_0^{\frac{a}{2}} \frac{x}{a}\,\mathfrak{k}\,d\,x.$$

Ferner hat $\mathfrak{k}$ für die parallele Leitungsstrecke einerseits, und für

die in der Richtung der x-Achse liegende geradlinige Strecke andererseits annähernd konstante Beträge $\mathfrak{k}_1$ bzw. $\mathfrak{k}_2$ [1]); es wird daher

$$\int_0^S \mathfrak{k}\, d s = \mathfrak{k}_1 b + \mathfrak{k}_2 \frac{a}{2}$$

(b ist die Länge der parallelen Leitungsstrecke) und

$$\int_0^S \frac{x}{a} \mathfrak{k}\, d s = \frac{\mathfrak{k}_2}{a} \int_0^{\frac{a}{2}} x\, d x = \frac{1}{8} \mathfrak{k}_2 a .$$

Setzt man diese Werte in Gleichung (8a) ein, so erhält man:

$$E_s = E \left\{ 1 + \Re \left(\frac{1}{R_E} + \frac{1}{2} \mathfrak{k}_1 b + \frac{1}{8} \mathfrak{k}_2 a \right) \right\} . \tag{8b}$$

Bedenkt man, daß $\frac{1}{2} \mathfrak{k}_1 b$ die gegenseitige Admittanz der parallelen Leitungsstrecke, $\frac{1}{2} \mathfrak{k}_2 \frac{a}{2} = \frac{1}{4} \mathfrak{k}_2 a$ die der horizontalen Strecke ist, so erkennt man, daß man die Sondenspannung E_s richtig erhält, wenn man in Formel (6a) für die Admittanz $j \omega C_l$ die Admittanz bzw. Kapazität der parallelen Strecke ganz, und die der horizontalen Strecke zur Hälfte einsetzt.

7. Da wir bei der Ableitung der Formeln keine weiteren Voraussetzungen gemacht haben, so ist ihre Gültigkeit lediglich beschränkt durch die Bedingung, daß die Dimensionen der Sondenanord-

1) Für die parallele Strecke ($\mathfrak{k}_1$) ist das ohne weiteres klar. Für die horizontale Strecke ($\mathfrak{k}_2$) gilt es deshalb, weil der (Ohmsche oder kapazitive) Übergangswiderstand seinen Sitz im wesentlichen in unmittelbarer Nähe des Drahtes hat, wo die Kraftlinien des elektrischen Eigenfeldes der Drähte senkrecht zur Drahtoberfläche verlaufen. $\mathfrak{k}_2$ ist dann annähernd gleich der Admittanz pro Längeneinheit des Drahtes gegen einen konzentrischen Zylinder, dessen Durchmesser D groß gegen die Drahtdicke, aber wesentlich kleiner als der Sondenabstand ist; auf die genaue Größe von D kommt es nicht an, weil $\mathfrak{k}_2$ logarithmisch von D abhängt, und außerdem die Berechnung von $\mathfrak{k}_2$ infolge von Inhomogenität und ungleichmäßigem Anliegen des Erdreiches sowieso sehr unsicher ist. Einigermaßen strenge Konstanz von $\mathfrak{k}_2$ ist vorhanden, wenn, wie z. B. bei den Trueschen Messungen, im Erdreich der Verschiebungsstrom gegen den Leitungsstrom verschwindet; dann wirkt die Erde wie ein vollkommener Leiter, der Übergangswiderstand hat seinen Sitz fast ausschließlich in der Drahtisolation und ist fast rein kapazitiv; dann ist $\mathfrak{k}_2 = \mathfrak{k}_1$ und gleich der Admittanz eines Zylinderkondensators, dessen äußere Belegung durch die Grenze Drahtisolation—Erdreich gebildet wird.



nung klein sein müssen gegen die Wellenlänge. Sonst aber gelten unsere Resultate, insbesondere Gleichung (8), für jede beliebige Sondenanordnung, gleichgültig, ob sie sich in Erde oder in Luft befindet. Eine Empfangsantenne ist schließlich auch nichts weiter als eine solche Sondenanordnung; wir können daher eine Probe auf die Richtigkeit unserer Formeln machen, indem wir sie auf eine solche Empfangsantenne anwenden. Die Antenne bestehe einfach aus einem geraden Draht, in dessen Mitte sich der Detektor (= Spannungsmesser) befinde. Eine solche Antenne läßt sich auffassen als eine Sondenanordnung, bei der die Sonden den Übergangswiderstand ∞ haben und der Strom lediglich durch die Zuleitung aufgenommen wird. Setzen wir dementsprechend in Formel (8) $\mathfrak{R} = \infty$, so erhalten wir

$$E\left(\frac{1}{R_E} + \frac{1}{2}\int_0^S \mathfrak{k}\, d s\right) = E_s \int_0^S \frac{x}{a}\mathfrak{k}\, d s = a\,\mathfrak{E}_x \int_0^S \frac{x}{a}\mathfrak{k}\, d s .$$

Die Leitung sei wieder nach Fig. 2 (aber unter Fortlassung der Sonden) geführt; wir können dann die Admittanz der Leitung $\frac{1}{2}\int_0^s \mathfrak{k}\, d s$, ähnlich wie oben, zerlegen in die Admittanz der Doppelleitung $j\, C_l\, \omega$ und die der eigentlichen Antenne $j\, C_a\, \omega$, und für die rechte Seite, ähnlich wie dort, schreiben

$$2\,\mathfrak{E}_x \frac{\mathfrak{k}_2\, a}{4}\, \frac{1}{a/2}\int_0^{\frac{a}{2}} x\, d x = 2\,\mathfrak{E}_x j\, C_a\, \omega \cdot h_{\text{eff.}};$$

dabei ist

$$h_{\text{eff.}} = \frac{1}{a/2}\int_0^{\frac{a}{2}} x\, d x = \frac{a}{4}$$

die „effektive Höhe“ [**Barkhausen**[1]] der Antenne. Es wird also

$$E\left(\frac{1}{R_E} + j\,\omega\,[C_l + C_a]\right) = 2\,\mathfrak{E}_x\, h_{\text{eff.}}\, j\,\omega\, C_a,$$

und der durch den Spannungsmesser (bzw. den Detektor) fließende Strom

1) H. Barkhausen, Jahrb. 5, 261, 1912. Da die Stromverteilung in der Antenne hier linear ist, muß hier in der Tat die effektive Höhe gleich der halben Höhe der Halbantenne sein.

$$I_E = \frac{E}{R_E} = \frac{2\mathfrak{E}_x h_{\text{eff.}} j \omega C_a}{1 + j \omega R_E (C_l + C_a)} . \tag{9}$$

Zum Vergleich wollen wir den Fall der Resonanz betrachten; wir nehmen also an, vor den Spannungsmesser sei ein Selbstinduktionsvariometer geschaltet, dessen Selbstinduktion L so einreguliert sei, daß I_E möglichst groß wird. Damit ist R_E zu ersetzen durch $R_E + j \omega L$; es wird also

$$I_E = 2\mathfrak{E}_x h_{\text{eff.}} \frac{j \omega C_a}{1 - \omega^2 L (C_a + C_l) + j \omega (C_a + C_l) R_E} .$$

Bei der Resonanzeinstellung (Maximum von I_E) wird

$$1 - \omega^2 L (C_a + C_l) = 0 ,$$

also

$$I_{E_{\max}} = \frac{2\mathfrak{E}_x h_{\text{eff.}}}{R_E} \frac{1}{1 + C_l / C_a} , \tag{10}$$

und dieser Ausdruck stimmt in der Tat mit dem überein, den Rüdenberg[1]) und Barkhausen[2]) auf direktem Wege fanden, bis auf den die Zuleitungskapazität berücksichtigenden Korrektionsfaktor $\frac{1}{1 + C_l / C_a}$, dessen Größe durchaus plausibel erscheint.

Die letzte Rechnung zeigt, wenn man Formel (9) und (10) vergleicht, daß bei Feldmessungen durch Sonden bzw. Antennen in Luft Einstellung auf Resonanz außerordentlich vorteilhaft ist, nicht nur wegen der damit erzielbaren größeren Ausschläge des Spannungsmessers, sondern vor allem deshalb, weil die Kapazität C_a der Antenne gegen die Umgebung, die nicht leicht zu bestimmen ist, ohne Resonanz [Formel (9)] als wesentliche Größe, mit Resonanz [Formel (10)] dagegen nur als Korrektionsfaktor in die Endformel eingeht, und in letzterem Falle die Formel auch erheblich einfacher wird.

Dagegen empfiehlt sich die Einstellung auf Resonanz bei Messungen in der Erde nicht, weil, wie die vorher gemachten Angaben zeigen, auch bei sehr trockenem Boden und den kürzesten, für praktische Zwecke in Frage kommenden Wellen Ohmscher und kapazitiver Widerstand der Sonden gegen die Umgebung von gleicher Größenordnung sind und die Formeln dann sehr kompliziert werden.

8. Fragen wir nun, welche Mittel uns nach den Formeln zur Verfügung stehen, um unter schwierigen Verhältnissen die Fehler klein

1) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. (4) 25, 446, 1908.
2) H. Barkhausen, l. c.

zu machen. Da ist zunächst zu nennen die Verkleinerung der Admittanzen $\mathfrak{k}_1$ und $\mathfrak{k}_2$, d. h. Verringerung der Zuleitungskapazität. Diese läßt sich erreichen einerseits dadurch, daß man die Drahtdicke möglichst gering wählt, andererseits dadurch, daß man die Leitungen in einem Medium von möglichst kleiner Dielektrizitätskonstante, am besten in Luft verlaufen läßt, indem man etwa blanke Drähte in weiten Isolierrohren (Bergmannrohr ohne Metallmantel) anwendet, die in geeigneten Abständen durch Scheiben aus Isoliermaterial in der Achse des Rohres gehalten werden. Zwecks Verkleinerung von $\mathfrak{k}_1$ etwa den gegenseitigen Abstand der Zuleitungsdrähte zu vergrößern, empfiehlt sich nicht, da einerseits die Kapazität nur wenig (bei feuchtem Boden überhaupt nicht) vom Abstande abhängt, andererseits bei größerem Abstande durch Induktion neue Störungen hinzukommen. Jedenfalls läßt sich durch alle diese Maßnahmen die Kapazität eines Drahtes gegen die Umgebung kaum unter den Wert 15 cm/m herabdrücken, was bei einer Länge des einzelnen Drahtes von 3 m (True) einer gegenseitigen Kapazität von ca. $25 \cdot 10^{-12}$ Fd., d. i. einem Wechselwiderstande von ca. 20000 Ω bei $\lambda = 1000$ m entspricht.

Aus diesem Grunde hilft auch, wie oben schon erörtert, eine Vergrößerung des Voltmeterwiderstandes nicht viel, da er keinen erheblichen Einfluß mehr auf die Messung hat, sobald sein reziproker Betrag wesentlich kleiner als die Admittanz der Zuleitung geworden ist. Außerdem ist es bei Verwendung des Duddellthermogalvanometers (True) schwer, Vorschaltwiderstände von wesentlich höherem Betrage als 10000 Ω herzustellen, die noch genügend kapazitätsfrei sind, ganz abgesehen von der durch die Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes hervorgerufenen Empfindlichkeitsverminderung. Dagegen kann es sich u. U. (bei langen Wellen) empfehlen, ein Elektrometer als Meßinstrument zu verwenden; z. B. ist die Empfindlichkeit des von Mülly[1]) beschriebenen Kleinerschen Elektrometers nur dreimal geringer als die Voltempfindlichkeit des Thermogalvanometers in der Trueschen Anordnung, seine Kapazität aber nur 1—2 cm groß, was bei $\lambda = 1000$ m einer Impedanz von 250000—500000 Ω, gegen 8000 Ω bei True, entspricht.

Das wirksamste Mittel, den Fehler der Sondenmessung klein zu machen, ist die Verringerung des Sondenübergangswiderstandes $\mathfrak{R}$; es ist wichtig, zu bemerken, daß dieser Widerstand, theoretisch wenigstens, beliebig klein gemacht werden kann, dadurch, daß man den Sonden große Oberfläche gibt. Man muß dabei nur darauf achten, daß die

1) Mülly, Physik. Ztschr. 14, 239, 1913.

Sonden in der Richtung der elektrischen Kraftlinien möglichst geringe Ausdehnung besitzen, also Platten verwenden, deren Ebenen senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes liegen. Der Größe der Platten sind dann theoretisch keine Schranken gesetzt. Praktisch wird allerdings die zur Vernachlässigung des Übergangswiderstandes erforderliche Plattengröße bei trockenem Boden so beträchtlich, daß größere Messungsreihen damit kaum auszuführen sind. Z. B. wäre bei den oben angenommenen Werten der Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante ($\sigma = 10^{-15}$, $\varepsilon = 4$, $\lambda = 1000$ m) und 2 m Sondenabstand eine Plattengröße von ca. 20 qm erforderlich, damit die Übergangsimpedanz den Betrag von 1000 Ω, d. i. 10 $^0/_0$ des größten praktisch in Betracht kommenden Thermogalvanometerwiderstandes, nicht übersteigt.

9. Es wird sich stets empfehlen, schon allein um Klarheit darüber zu gewinnen, ob die angeführten Fehlerquellen überhaupt eine Rolle spielen, die Größe der Korrektionsglieder experimentell zu ermitteln. Dies ist in ziemlich einfacher Weise möglich, wenigstens in dem Falle, auf den wir uns beschränken wollen, daß R_E ein rein Ohmscher Widerstand ist und im Erdreich der Verschiebungsstrom klein gegen den Leitungsstrom ist (nicht zu trockener Boden). In diesem Falle ist $\mathfrak{R}$ ein reiner Ohmscher Widerstand, also reell und die Admittanzen $\mathfrak{k}_1$ und $\mathfrak{k}_2$ (vgl. Anm. zu S. 566) praktisch rein kapazitativ, also rein imaginär. Gleichung (8b), die wir der Berechnung zugrunde legen wollen, erhält dann die Form von Gleichung (6a):

$$E_S = E\left\{1 + \mathfrak{R}\left(\frac{1}{R_E} + j\,\omega\,C\right)\right\}. \tag{6a}$$

Alle darin auftretenden Größen sind reell; nach dem was oben im Anschluß an Gleichung (8b) gesagt wurde, ist für C die gegenseitige Kapazität der parallel geführten Leitungsstrecke plus der halben gegenseitigen Kapazität des horizontalen Stückes einzusetzen. Für die der Messung im allgemeinen allein zugänglichen Werte der Effektivspannung ergibt sich:

$$|E_S| = |E|\cdot\sqrt{\left(1 + \frac{\mathfrak{R}}{R_E}\right)^2 + \omega^2 C^2 \mathfrak{R}^2}$$

$$= \sim |E|\cdot\left(1 + \frac{\mathfrak{R}}{R_E}\right)\left(1 + \tfrac{1}{2}\left[\frac{\omega\,C\,\mathfrak{R}}{1 + \frac{\mathfrak{R}}{R_E}}\right]^2\right),$$

$$|E_S| = \sim |E|\left(1 + \frac{\mathfrak{R}}{R_E}\right)(1 + \tfrac{1}{2}\,\omega^2 C^2 \mathfrak{R}^2) = E\cdot f_1\cdot f_2 \tag{11}$$

(vorausgesetzt, daß $\frac{\mathfrak{R}}{R_E}$ und $\omega C \mathfrak{R}$ klein gegen 1 sind). Die experimentelle Ermittelung der beiden Korrektionsfaktoren f_1 und f_2 kann nun in folgender Weise geschehen:

a) Wir machen außer der Messung mit dem normalen Voltmeterwiderstande noch eine zweite Messung mit einem erheblich größeren (mindestens doppelt so großen) Widerstande R'_E; dann folgt aus Gleichung (11) für das Verhältnis der beiden gemessenen Spannungen E und E':

$$\frac{E'}{E} = 1 + p = \frac{1 + \frac{\mathfrak{R}}{R_E}}{1 + \frac{\mathfrak{R}}{R'_E}} = \sim 1 + \mathfrak{R}\left(\frac{1}{R_E} - \frac{1}{R'_E}\right); \qquad (12)$$

hieraus berechnet sich der Korrektionsfaktor f_1 zu

$$f_1 = 1 + \frac{p}{1 - \frac{R_E}{R'_E}}. \qquad (12\,a)$$

b) Wir machen außer der Messung mit der normalen Zuleitungskapazität C eine zweite Messung mit möglichst verringerter Kapazität C''; dann wird das Verhältnis der beiden gemessenen Spannungen E und E'':

$$\frac{E''}{E} = \frac{1 + \frac{1}{2}\omega^2 C^2 \mathfrak{R}^2}{1 + \frac{1}{2}\omega^2 C''^2 \mathfrak{R}^2} = \sim 1 + \tfrac{1}{2}\omega^2 \mathfrak{R}^2 (C^2 - C''^2);$$

wenn C'' wesentlich kleiner als C ist $(C'' \leqq \frac{1}{3} C)$, so kann C''^2 gegen C^2 vernachlässigt werden und es wird

$$\frac{E''}{E} = \sim 1 + \tfrac{1}{2}\omega^2 C^2 \mathfrak{R}^2 = f_2, \qquad (13)$$

also direkt gleich dem Korrektionsfaktor f_2.

Die hierzu nötige Verringerung der Zuleitungskapazität läßt sich unter geringer Modifikation eines von True angewandten Verfahrens in folgender Weise erreichen: Damit man bei einer sich über verschiedene Tiefen erstreckenden Messungsreihe den Korrektionsfaktor f_2 nur einmal zu bestimmen braucht, macht man die Länge der Zuleitung für alle Tiefen gleich, indem man bei den Messungen in geringerer Tiefe ein horizontal geführtes Doppelleitungsstück $c - d$ (Fig. 6) von entsprechender Länge einschaltet (Sonden S_1 S_2). In der geringsten Tiefe, also dicht unter dem Erdboden, macht man nun eine zweite

Messung unter Fortlassung des horizontalen Doppelleitungsstückes (Sonden $S_1' S_2'$, Fig. 6). Da die Kapazität proportional der Leitungslänge ist und die Stücke $d - S_1$ bzw. $d - S_2$ nur zum halben Betrage eingehen, wird so eine erhebliche Verringerung der Kapazität erzielt. Bei True waren z. B. die Längen $c - d = 1{,}65$ m, $d - S_1 = 1$ m, $E - c = 0{,}25$ m; somit war das Verhältnis

$$\frac{C''}{C} = \frac{0{,}25 + \frac{1}{2} \cdot 1{,}00}{0{,}25 + 1{,}65 + \frac{1}{2} \cdot 1{,}00} = \frac{0{,}75}{2{,}40} = 0{,}31\,;$$

es war also in der Tat C''^2 gegen C^2 zu vernachlässigen. Es sei aber noch einmal betont, daß diese Methode der Bestimmung der Korrektionsfaktoren nur gilt:

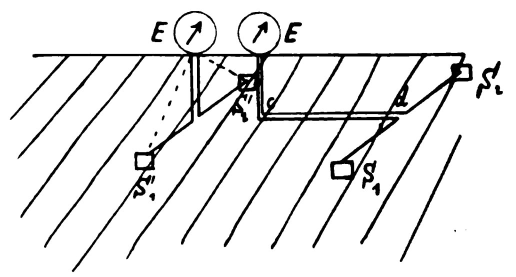


Fig. 6.

a) wenn f_1 und f_2 sich nicht erheblich (höchstens $10^0/_0$) von 1 unterscheiden; wenn also bei der Messung erheblich größere Werte als etwa 1,1 für f_1 und f_2 herauskommen, so sind diese als ungenau zu betrachten;

b) wenn $\mathfrak{R}$ ein rein Ohmscher Widerstand ist, d. h. in der Erde der Verschiebungsstrom gegen den Leitungsstrom verschwindet; ist das nicht der Fall, so ist die genaue experimentelle Ermittelung der Korrektionsfaktoren unmöglich, obige Methode ergibt dann nur ihre Größenordnung;

c) wenn R_E ein rein Ohmscher Widerstand ist; diese Beschränkung ist aber belanglos, weil im gegenteiligen Falle E ein Elektrometer ist; dessen Stromverbrauch ist aber so gering, daß dann f_1 stets gleich 1 wird.

10. **Anwendung auf die Trueschen Messungen.** Diese unsere Ergebnisse machen nun einige Korrektionen an den Trueschen Messungsresultaten erforderlich. Es sei aber gleich vorweggenommen, daß diese Korrektionen zwar merklich größer als die Fehlergrenzen seiner

Messungen sind, daß aber seine allgemeinen Ergebnisse dadurch nicht beeinflußt werden. Trotzdem dürfte diese Diskussion nicht überflüssig sein; sie kann dazu dienen, künftigen ähnlichen Messungen eine sichere Grundlage zu geben, da bei anderen Bodenverhältnissen diese Korrekturen eine wesentliche Rolle spielen können. Es handelt sich um folgende Punkte:

a) Es sei noch einmal betont, daß, unabhängig von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante des Erdreichs, die an den Sonden gemessene Potentialdifferenz stets ein Maß für die Stromdichte ist und mit ihr durch die einfache Formel:

$$E_S = \frac{a\, \mathfrak{i}_x}{\sigma} \tag{3}$$

zusammenhängt. Diese Formel gilt also auch dann noch, wenn der Verschiebungsstrom in der Erde nicht, wie bei True, gegenüber dem Leitungsstrom zu vernachlässigen ist.

b) Der von True verwendete Abstand der Zuleitungen dort, wo sie einander parallel senkrecht nach oben geführt waren, betrug 0,25 m, also etwa $^1/_{10}$ des 2—3 m betragenden Sondenabstandes *a*. Dieser große Abstand verursacht Fehler infolge der Induktion durch das äußere Magnetfeld. Da, wie wir oben fanden, die vom Elektrometer angezeigte Potentialdifferenz das längs der Zuleitungen erstreckte Integral über die Stromdichte mißt, und die vertikalen Strecken nicht in Betracht kommen, so ist hier, wenn $\mathfrak{i}_h$ die wirklich vorhandene Stromdichte in der Tiefe h, $\mathfrak{i}_0$ diejenige dicht an der Erdoberfläche und $\mathfrak{i}$ die gemessene Stromdichte bezeichnet:

$$\mathfrak{i} = 0{,}9\, \mathfrak{i}_h + 0{,}1\, \mathfrak{i}_0\,,$$

oder

$$\mathfrak{i} = \mathfrak{i}_h \left[1 + 0{,}1 \left(\frac{\mathfrak{i}_0}{\mathfrak{i}_h} - 1\right)\right]. \tag{14}$$

Da bei den Trueschen Messungen das Verhältnis $\frac{\mathfrak{i}_0}{\mathfrak{i}_h}$ Werte bis zu 1,6 erreicht (l. c., Tabelle 10, Diagramm A_8), so können infolge des zu großen Leitungsabstandes Fehler bis zu 6% entstanden sein. Wegen der Abnahme der Stromdichte nach der Tiefe zu wirkt der Fehler in dem Sinne, daß die in größerer Tiefe gemessene Stromdichte zu groß erscheint, daß also die Abnahme der Stromdichte nach der Tiefe zu zu gering herauskommt.

c) Bei der Bestimmung der Potentialdifferenz entlang der Erd-

oberfläche verwendete Herr True eine Leitungsführung nach Fig. 4 (Zuleitungen von den in 0,25 m Tiefe befindlichen Sonden in gerader Linie schräg zum Elektrometer geführt). Hierdurch entsteht kein wesentlicher Fehler, nur wird nach unseren obigen Ausführungen so die Stromdichte nicht in 0,25 m, sondern in $\frac{1}{2} \cdot 0{,}25 = 0{,}125$ m Tiefe gemessen.

d) Die gleiche Anordnung verwendet Herr True, um den Korrektionsfaktor f_2 zur Berücksichtigung des zwischen den Zuleitungen übergehenden Verschiebungsstromes zu ermitteln (s. o. Ziffer 9); bei der Messung mit verringerter Zuleitungskapazität führt er die Leitung nicht nach Fig. 6 erst senkrecht nach unten und dann horizontal zu den Sonden, sondern er geht vom Spannungsmesser direkt schräg zu den Sonden (diese falsche Leitungsführung ist in Fig. 6 punktiert gezeichnet). Dieses Verfahren ist nicht richtig, weil die dabei gemessene Spannung E'' einer anderen Sondentiefe (0,125 m statt 0,25 m) entspricht; die in diesem Falle von Herrn True beobachtete Vergrößerung des Elektrometerausschlages rührt demnach zum großen Teil von der Zunahme der Stromdichte bei Annäherung an die Erdoberfläche her. Man kann diese Vergrößerung abschätzen, indem man aus den Trueschen Messungen die Werte der Stromdichte für die Sondentiefe 0,125 m extrapoliert; z. B. erhält man aus seiner Tabelle 13, S. 145 (Diagramm A_{11}) bei $\lambda = 518$ m für die Sondentiefe 0,125 m: $e = 144{,}7$, gegen 140,0 für die Tiefe 0,25, also einen Unterschied von 3,3 %. Unter den gleichen Verhältnissen fand Herr True (Tabelle 2, S. 136) experimentell für den Korrektionsfaktor f_2 (dort mit f bezeichnet) den Wert 1,05, d. h. einen Unterschied von 5 %; von diesen 5 % sind also etwa zwei Drittel auf Rechnung der Induktion durch das äußere Magnetfeld zu setzen.[1])

Die von True angegebenen, mit dem zu großen Korrektionsfaktor multiplizierten Zahlen sind somit um Beträge bis zu $3\frac{1}{2}$ % zu verkleinern, und zwar die zu kürzeren Wellen gehörenden in stärkerem

---

1) Demnach würde aus der Messung von Herrn True ein Wert des Korrektionsfaktors $f_2 = 1{,}017$ folgen; berechnet man hieraus rückwärts mittels Formel (13) den Wert von $\mathfrak{R}$, unter Zugrundelegung des oben (S. 562) berechneten Wertes von $160 \cdot 10^{-12}$ Fd. für C, so erhält man $\mathfrak{R} = 300\,\Omega$, also pro Sonde einen Übergangswiderstand von 150 Ω; das würde bei den verwendeten Sondendimensionen (rechteckige Platten 20 × 8 cm) einem Leitvermögen des Bodens von $\sigma = 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ C.G.S. entsprechen, wie es nach Zenneck (Ann. d. Phys. 23, 859, 1907) feuchter Lehmerde mit ca. 13 % Wassergehalt zukommt. Der korrigierte Wert von f_2 hat also eine durchaus wahrscheinliche Größe.

Maße; die Zunahme der Erdstromdichte mit abnehmender Wellenlänge ist also in Wirklichkeit etwas geringer, als Herr True gefunden hat.

11. Zusammenfassung. 1. Es wurde gezeigt, daß ein mit zwei Sonden verbundener Spannungsmesser, falls der Übergangswiderstand der Sonden genügend klein ist, das längs der Zuleitungen erstreckte Integral der elektrischen Feldstärke angibt. Diese Feldstärke ist in jedem Medium gleich der Stromdichte, multipliziert mit dem spezifischen Ohmschen Widerstande des Mediums.

2. Es wurden die durch den endlichen Übergangswiderstand der Sonden hervorgerufenen Messungsfehler besprochen, die entsprechenden Korrektionsfaktoren berechnet und eine Methode zu ihrer experimentellen Ermittelung angegeben. Ferner wurde diskutiert, wie die Messungen auszuführen sind, um den Fehler möglichst klein zu halten, und gezeigt, daß man durch geeignete Anordnungen den Fehler stets beliebig klein machen kann.

3. Anwendung der Ergebnisse auf die Messungen von Herrn True ergibt, daß zwar bei richtiger Berücksichtigung aller Fehlerquellen seine Zahlen zu korrigieren sind um Beträge, welche die Meßgenauigkeit merklich überschreiten, daß aber seine allgemeinen Ergebnisse dadurch nicht berührt werden.

Göttingen, im Dezember 1913.

(Eingesandt 15. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Göttingen, Schillerstr. 20, I.

Quantitative Versuche bei radiotelegraphischer Übertragung.

(Quantitative Experiments in Radiotelegraphic Transmission.)

Von **L. W. Austin.**

Die Prüfung der kürzlich errichteten radiotelegraphischen Großstation der Amerikanischen Marine zu Arlington[1]), Va., hat von neuem Gelegenheit geboten, Versuche über die Beziehung zwischen den Stromstärken in Sender- und Empfängerantennen bei verschiedenen Entfernungen anzustellen, und gleichzeitig die relativen Vorteile des Verkehrs mittels gedämpfter oder mittels kontinuierlicher Schwingungen festzustellen.

1) Beschreibung erscheint demnächst im Jahrbuch.



Die Arbeiten des Marineamtes (Navy Department) über quantitative Übertragung auf große Entfernungen wurden im Jahre 1909 in Angriff genommen, und im Herbste jenes Jahres, sowie im Jahre 1910, wurden zwischen der Station Brant Rock und den Aufklärungskreuzern „Birmingham“ und „Salem“ Versuche angestellt. Ein Bericht über diese Arbeiten ist im Bulletin of the Bureau of Standards[1]) veröffentlicht worden.

Die Ergebnisse jener Versuche wurden in Gestalt einer empirischen Formel folgendermaßen ausgedrückt:

$$I_R = 4{,}25 \frac{h_1 h_2 I_S}{\lambda d} e^{-\frac{0{,}0015\, d}{\sqrt{\lambda}}} \qquad (1^2)$$

Hier ist I_R der durch einen Widerstand von 25 Ohm fließende Empfangsantennenstrom, I_S der Senderstrom, h_1 und h_2 sind die Höhen der sendenden bzw. der empfangenden Flachdachantenne (sogen. Schiffsantennen), λ ist die Wellenlänge und d der gegenseitige Abstand der Stationen; die Stromstärken sind hier in Ampere und die Entfernungen in Kilometern angegeben. Der Ausdruck ist nur auf den Verkehr bei Tage[3]) über Salzwasser anwendbar. Es wurde nicht erwartet, daß diese Formel sehr genaue Ergebnisse liefern würde, da ja der Empfängerwiderstand willkürlich zu 25 Ohm angenommen worden war, was bei den kürzeren Wellenlängen zu hoch und bei den größeren zu niedrig ist. Indessen hat sich die Nützlichkeit dieser Formel als eines praktischen Ausdruckes zur Bestimmung der Reichweite für den Verkehr zwischen zwei Stationen reichlich erwiesen, und die Formel gibt mit ziemlich hohem Annäherungsgrade die Stärke der Signale an, die man in irgendeiner Entfernung — wenigstens bis zu 2000 Meilen (3700 km) aufwärts — erwarten darf.

1) Bull. Bur. Stand. 7, 315, 1911; Reprint 159. — Jahrb. 5, 75, 1912.

2) In Formel (1) bezeichnet h (bzw. h_1 h_2) die totale Höhe der Schiffsantenne wie in dem früheren Artikel (Jahrb. 5, 75). In allen anderen Fällen in der jetzigen Arbeit bedeutet h die effektive Höhe der Antenne d. h. die halbe Länge des äquivalenten Hertzschen Oszillators. Im Falle einer vollständig leitenden Erde und ohne absorbierende Erhebungen in unmittelbarer Nachbarschaft sollte h die Höhe des Kapazitätszentrums der Antenne sein. Dies ist der bei den Rechnungen benutzte Wert, ausgenommen wo spezielle Versuche ihn als unrichtig erwiesen.

3) Die Tagsignale sind im allgemeinen ziemlich gleichmäßig stark. Die Nachtsignale sind für gewöhnlich stärker, aber so unregelmäßig an Stärke, daß es nicht möglich gewesen ist, sie irgendwie durch einen quantitativen Ausdruck darzustellen.

Im Jahre 1909 veröffentlichte Sommerfeld[1]) eine theoretische Abhandlung über die Übermittelung elektrischer Wellen über eine in der Äquatorialebene eines Hertzschen Oszillators angeordnete ebene leitende Fläche. Diese theoretische Arbeit ist von H. Poincaré[2]), J. W. Nicholson[3]), H. March[4]) und W. von Rybcynski[5]) weitergeführt worden. Ohne diese Arbeiten im einzelnen erörtern zu wollen, seien die Ergebnisse durch die nachstehende Formel für die elektrische Amplitude E ausgedrückt:

$$E = 120\,\pi \frac{h\,I_S}{\lambda\,d} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0019\,d}{\sqrt[3]{\lambda}}} \tag{2}$$

Diese Formel können wir in drei Teile zerlegen. Der erste Teil[6]) ist

$$120\,\pi \frac{h\,I_S}{\lambda\,d} \tag{2'}$$

wo h die Höhe bis zum Mittelpunkte der Kapazität der Senderantenne, λ die Wellenlänge, I_S die Stromstärke am Fuße der Senderantenne und d die Entfernung bis zu dem Beobachtungspunkt bedeutet. Dieser erste Teil ist einfach der Hertzsche Ausdruck für das elektrische Feld, das in einer Entfernung d in der Äquatorialebene eines äquivalenten Oszillators von der Länge $2h$ hervorgerufen wird. In diesem Ausdruck wird die Annahme gemacht, daß die Entfernung d gleich einer großen Anzahl von Wellenlängen sei.

Der zweite Teil

$$\sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}}$$

berücksichtigt die Krümmung der Erde, denn ϑ stellt den Winkel dar, unter dem die Entfernung d vom Mittelpunkt der Erde aus gesehen, erscheint. Für rechnerische Zwecke kann man für alle bisher bei der Übermittelung bei Tage zurückgelegten Entfernungen diesen Ausdruck gleich Eins annehmen.

---

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **28**, 665, 1909. Vgl. auch Jahrb. **4**, 157, 1910.

2) H. Poincaré, Jahrb. **3**, 445, 1910.

3) J. W. Nicholson, Phil. Mag. (6) **21**, 281, 1911.

4) H. March, Ann. d. Phys. (4) **37**, 29, 1912.

5) W. von Rybczynski, Ann. d. Phys. (4) **41**, 191, 1903. — S. auch J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S. 294.

6) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S. 296.

Der letzte Teil, der Ausdruck für die Zerstreuung,

$$e^{-\frac{0,0019\,d}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

gibt die Verluste an, die infolge des Entweichens von Energie in die oberen Schichten der Atmosphäre entstehen, weil die Wellen der Krümmung der Erde nicht vollkommen zu folgen vermögen.

In dieser theoretischen Formel (2) wird das elektrische Feld in Volt per Kilometer ausgedrückt werden, wenn man I_s in Ampere und alle Längen in Kilometern ausdrückt. Die Gleichung ist unter der Annahme einer vollkommen leitenden Erde entwickelt worden. Nach von Rybczynski soll eine geringe Abweichung von der vollkommenen Leitfähigkeit eine geringe Zunahme der Empfangsfeldstärke bewirken, und zwar anscheinend infolge einer Abnahme des Wertes für das Zerstreuungsglied. Wenn das Leitvermögen der Fläche noch schlechter wird, wird man jedoch ein Absorptionsglied[1]) einführen müssen, denn bekanntlich werden ja die elektrischen Wellen beim Übergange über Land in den meisten Örtlichkeiten beträchtlich absorbiert.

Wenn die betrachteten Wellen ungedämpft sind, so ist die Stromstärke in der Empfangsantenne

$$I_R = \frac{E\,h_2}{R} = 377\ \frac{h_1\,h_2\,I_S}{\lambda\,d\,R}\,e^{-\frac{0,0019\,d}{\sqrt[3]{\lambda}}} \tag{3}$$

Hier bedeutet h_2 die Höhe bis zur Mitte der Kapazität der Empfangsantenne, in Kilometern ausgedrückt, und R den Hochfrequenzwiderstand des Empfängersystems. Im Falle gedämpfter Schwingungen wird wegen der Gestalt des Wellenzuges der ankommenden Schwingungen der Wert der Empfangsstromstärke:

$$I_R = \frac{E\,h_2}{R\sqrt{1+\frac{\delta_1}{\delta_2}}} = 377\ \frac{h_1\,h_2\,I_S}{\lambda\,d\,R\sqrt{1+\frac{\delta_1}{\delta_2}}}\,e^{-\frac{0,0019\,d}{\sqrt[3]{\lambda}}} \tag{4}$$

wo δ_1 und δ_2 die Dekremente des Sender- und des Empfängersystems sind.

Es ist natürlich von größter Wichtigkeit, festzustellen, ob die tat-

1) Siehe J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) 23, 846, 1907. — A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) 28, 665, 1909. — J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S. 297.

sächlichen Beobachtungen über die empfangene Stromstärke sowohl hinsichtlich des Hertzschen Gliedes als auch hinsichtlich des Zerstreuungsgliedes mit der theoretischen Formel übereinstimmen. Durch die Versuche in Brant Rock sind diese Fragen nicht endgültig erledigt worden, insbesondere die letztere nicht; die größte bei den Versuchen vorkommende Entfernung, 1000 Meilen (1850 km) war nämlich in Anbetracht der Beobachtungsfehler zu kurz. von Rybczynski gibt in seiner Veröffentlichung eine Kurve an, in welcher die in Brant Rock beobachteten Werte eine vollkommenere Übereinstimmung mit der theoretischen Formel zeigen als mit der empirischen. Leider gehören indessen die Beobachtungen, die er ausgewählt hat, zu den frühesten und wenigst genauen in den Versuchsreihen.

Die Großstation zu Arlington, Va., wurde von der National Electric Signaling Co. mit einer Sendereinrichtung von 100 Kilowatt mit rotierender Funkenstrecke ausgerüstet und war für den Verkehr mit der Kanalzone und mit der Flotte im Nordatlantischen Ozean in Aussicht genommen. Der ursprüngliche Plan für die Antenne wie ihn die National Electric Signaling Co. vorgelegt hatte, wies einen von einem einzigen 600 Fuß (182 m) hohen Turm getragenen Schirm auf. Aus den Versuchen zu Brant Rock hatten indessen die Sachverständigen des Marineamtes gelernt, daß eine Schirmantenne einen Kapazitätsmittelpunkt ergibt, der für die wirksamste Arbeitsweise zu niedrig ist, es sei denn, daß man einen sehr hohen Mast und eine große Erdungsfläche benutzt. Aus diesem Grunde ist die Station Arlington mit einer Plattformantenne ausgestattet worden; diese wird von drei Türmen gehalten, deren Mitten je etwa 120 m auseinander liegen, und zwar ist einer 600 Fuß (182 m) hoch, und die beiden anderen sind je 450 Fuß 137 m) hoch. Die Antenne ist in Teile zerlegt worden und besteht aus zwei Flachdachantennen von 350 Fuß (106 m) Länge und einer von 313 Fuß (96 m) Länge. Sie sind 88 Fuß (26,8 m) breit und bestehen aus je 23 Drähten. Der dreieckige Raum zwischen den „Flachdächern“ wurde mit einem dreieckigen Fächer[1]) von 25 Drähten ausgefüllt, der unabhängig von den Flachdachteilen getragen wird. Der vertikale Teil der Antenne besteht aus einem Fächer von 23 Drähten und verengt sich nach unten hin bis zu einem 23 m über dem Erdboden gelegenen Punkte, von dem aus die Drähte in einem Käfig vom

1) Zum Schlusse der Versuche mit der „Salem“ wurde dieser Fächer fortgenommen, weil sein Hin- und Herschwenken zeitweise die Abstimmung etwas unsicher machte.



Fessenden-Typus weitergeführt werden. Die Kapazität dieser Antenne beträgt 0,010 Mikrofarad, ihre natürliche Wellenlänge annähernd 2100 m, und die Höhe bis zur Mitte der Kapazität ist 122 m. Das Erdungsystem besteht aus einem radialen Netzwerk von Drähten, das den Raum zwischen dem Turmdreieck ausfüllt und sich noch eine Strecke weit nach außen erstreckt. Die Türme wurden so gebaut, daß sie von der Erde isoliert sind, und wurden mit Schaltern ausgestattet, mittels derer sie an das Erdnetzsystem angeschlossen werden konnten. Wenn die Türme isoliert sind, beträgt der Antennenwiderstand, mit Ausschluß der Selbstinduktion, bei einer Wellenlänge von 4000 m annähernd 8 Ohm. Durch Erdung der Türme erniedrigt sich der Widerstand auf 1,8 Ohm, und man beobachtet dann höchst seltsamerweise keinen merklichen Unterschied in der Kapazität, und ebenso wenig ändert sich die Eigenwellenlänge um mehr als einige wenige Meter. Theoretisch ist es schwer zu verstehen, wieso dieser große Unterschied in dem Antennenwiderstand ohne eine derartige Veränderung der Feldverteilung hervorgebracht werden kann, daß sich dadurch die Kapazität und die Wellenlänge ändern. Noch merkwürdiger aber ist der Befund, daß das Verhältnis zwischen der Stromstärke in einer wenige Meilen entfernten Empfangsantenne und der Senderstromstärke zu Arlington gänzlich unverändert bleibt, einerlei ob die Türme geerdet oder isoliert werden. Da aber die Senderstromstärke bei geerdeten Türmen viel größer ist als bei isolierten Türmen, werden die Türme immer geerdet gehalten. Für den Empfang in Arlington besteht praktisch kein Unterschied, ob die Türme geerdet oder ungeerdet sind. Das Dekrement der ausgesandten Wellen ist bei 3800 m annähernd 0,05.

Versuche über kurze Reichweite.

Versuche über kurze Reichweiten wurden zwischen mehreren Empfangsstationen in der Nähe von Washington angestellt, und zwar unter Verwendung der Großstation Arlington und der Station auf der Marinewerft von Washington zum Senden. Für die Berechnung der in diesen Entfernungen aufgenommenen Stromstärke braucht man nur den ersten Teil der theoretischen Formel (4) zu verwenden. Die Empfangsstromstärke muß dann

$$I_R = 377 \frac{h_1 h_2 I_S}{\lambda d R \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}} \tag{4'}$$

sein. In diesem Falle kann man die Längen in irgend welchen zusammengehörigen Einheiten messen, denn sie treten gleich häufig im Zähler und im Nenner auf. Die Empfangsstromstärke wurde mit Thermoelementen oder Thermomilliamperemetern gemessen.

Tabelle 1.

Versuche mit kurzer Reichweite.

Sendestation	Empfangsstation	λ in m	I_S in Amp.	Entfernung d engl. Meil.	Entfernung d km	h_1 in m	h_2 in m	R Ohm	Empfangsstromstärke I_R 10^{-3} Amp. beob.	Empfangsstromstärke I_R 10^{-3} Amp. ber.	beob./ber.
Arlington	Bureau of Standards	3800	102	4,2	7,8	122	30	275	5,8	15,8	0,37
»	Capitol	3800	102	3,45	6,4	122	36	294	8,5	21,5	0,40
»	Navy Yard	3800	102	3,9	7,2	122	36	282	9,3	19,9	0,47
Navy Yard	Bureau of Standards	1000	12,2	5,4	10,0	36	30	71	3,2	7,3	0,44
»	Capitol	1000	12,2	1,05	1,9	36	36	181	7,4	18,5	0,40
»	Bureau of Standards	2800	7,0	5,4	10,0	36	30	70	0,55	1,07	0,51
»	Arlington	2800	7,0	3,9	7,2	36	122	9,3	22,0	46,2	0,48

Tabelle 1 gibt die Ergebnisse dieser Beobachtungen wieder. Die Spalte mit den berechneten Werten enthält die aus Gleichung (4′) abgeleiteten Werte, dabei ist die Länge des Äquivalent-Oszillators zu $2h$ angenommen worden.[1]) Alle diese Beobachtungen weisen darauf hin, daß die Länge des äquivalenten Oszillators in diesen Fällen nicht größer ist als die Höhe bis zur Mitte der Kapazität der Senderantenne, und in manchen Fällen noch kleiner.[2]) Dies mag auf der Gestalt der Antennen beruhen, oder darauf, daß die Erde unterhalb der Antennen nicht eigentlich leitend ist, wie in der Theorie angenommen wird. In Arlington tritt zweifellos etwas Verlust in den Stahltürmen auf. Die Antenne der Marinewerft zu Washington wird von einem hölzernen Mast und einem Ziegelschornstein gehalten, in denen keine Verluste auftreten können; die Erde ist indessen nicht ideal.

---

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S. 46. In einigen früheren Veröffentlichungen, Journ. Wash. Acad. 1, 275, 1911, und Proc. Amer. Phil. Soc. 52, 210, 407, 1913, habe ich die Länge des äquivalenten Oszillators zu $h\sqrt{2}$ angenommen, statt zu $2h$ (s. Rüdenberg, Ann. d. Phys. (4) 25, 446, 1908). Ich habe mich indessen überzeugt, daß für die theoretische Berechnung des durch die Strahlung hervorgerufenen elektrischen Feldes die äquivalente Länge des Oszillators $l = 2h$ sein muß.

2) Nach den Ergebnissen von M. Reich (Phys. Ztschr. 14, 934, 1913) wird der theoretische Wert unter günstigen Umständen mit größerer Annäherung erreicht als bei meinen Beobachtungen.

Beobachtungen über große Strecken.

Während der Monate Februar und März 1913 wurde der Kreuzer „Salem“ auf eine Reise nach Gibraltar geschickt, um die Versuche mit der Station Arlington ausführen zu können. Bei Tage wurden Beobachtungen mit dem Nebenschlußtelephon bis zu 1920 Seemeilen (3550 km) ausgeführt, während mit dem Fessendenschen Heterodyn bei Tage Nachrichten bis zu 2100 Seemeilen (3880 km) abgelesen wurden. Die in Arlington benutzte Wellenlänge betrug 3800 m, und die mittlere Senderstromstärke war 100 Amp.[1])

Die Höhe der Antenne in Arlington beträgt bis zur Mitte des horizontalen Teiles 470 Fuß (143 m) und bis zur Mitte der Kapazität 400 Fuß (122 m). Die Höhe der Antenne auf der Salem betrug bis zum „Flachdach“ 130 Fuß (39,6 m) und bis zur Mitte der Kapazität 114 Fuß (34,5 m).

Die Ergebnisse der Beobachtungen mit dem elektrolytischen Detektor sind in Fig. 1 dargestellt. Die beobachteten Werte der empfangenen Stromstärken sind durch Kreuze bezeichnet und wurden auf Grund der nach der Methode des Nebenschlußtelephons vorgenommenen Hörbarkeitsmessungen auf den elektrolytischen Detektor genau in derselben Weise umgerechnet wie bei den Versuchen mit Brant Rock, nur daß wegen der erhöhten Empfindlichkeit der Telephone die kleinste hörbare Antennenstromstärke zu 7 Mikroampere durch 25 Ohm angenommen wurde, statt zu 10 Mikroampere. Der Beobachter war Herr Lee, der auch die wichtigsten Beobachtungen während der Versuche mit Brant Rock vorgenommen hatte. Die Kurve in der Figur ist nach Gleichung (1) aus den Tabellen 16 und 16a des Berichtes über die Arbeiten von Brant Rock[2]) berechnet worden. Angesichts der Schwierigkeiten, welche die Vornahme der Messungen bietet, und der Annahme eines für alle Wellenlängen konstanten Empfängerwiderstandes (s. oben) ist die Übereinstimmung zwischen den berechneten und den beobachteten Werten ausgezeichnet. Es ist besonders zu bemerken, daß die Signale fast genau in der durch Gleichung (1) gegebenen Entfernung unhörbar wurden.

Auch während der Rückreise von Gibraltar wurden Beobachtungen vorgenommen. Hier liegen die beobachteten Werte beträchtlich tiefer

1) Die ursprüngliche Amperemeterablesung in der Antenne ergab 110 Ampere, doch zeigte eine spätere Eichung des Instrumentes, daß dieser Wert etwas zu groß war.

2) Bull. Bur. Stand. 7, 315, 1911.

als die während der Ausreise aufgenommenen.[1]) Sie sind tatsächlich tiefer als die irgendeiner bei unseren Versuchen beobachteten Reihe. Die

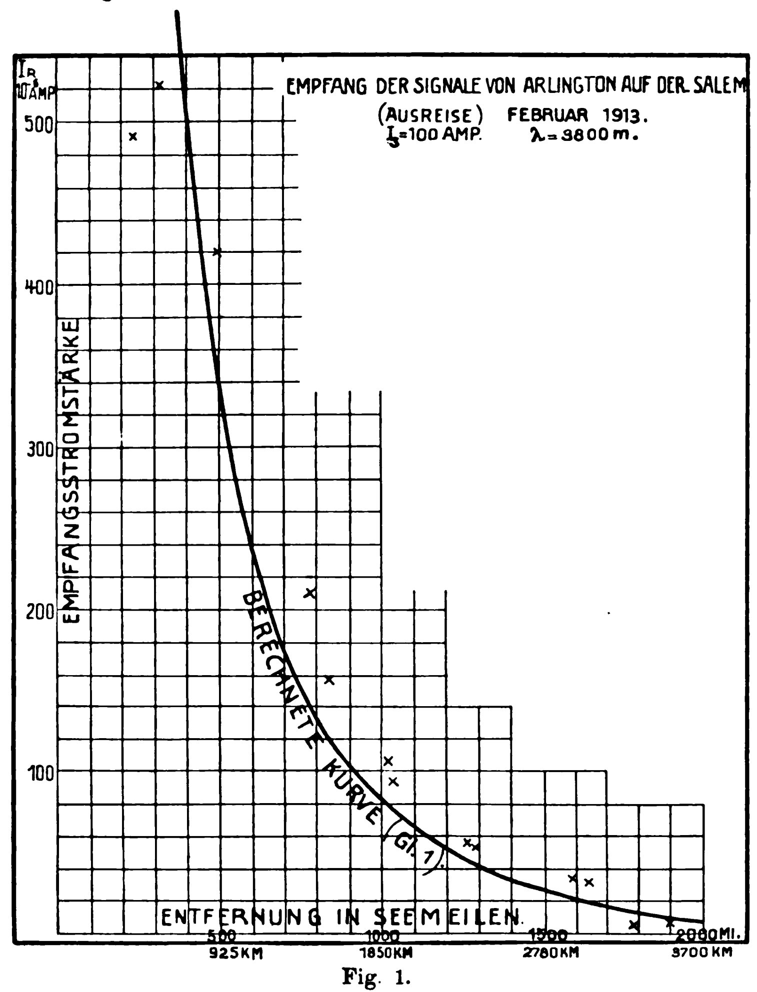


Fig. 1.

beiden Beobachtungsreihen sind in Fig. 2 wiedergegeben, und zwar

1) Die Beobachtungen auf der Rückreise wurden sicherlich minder sorgfältig vorgenommen als die auf der Ausreise, teils weil die Versuche für die offizielle Abnahme beendet waren, und teils, weil die Anstrengungen dieser Arbeit mit der Länge der Zeit angefangen hatte, die Kräfte des Telegraphisten zu beeinträchtigen.

sind die Werte für die Ausreise durch Kreuze bezeichnet und jene für die Heimreise durch Kreise. Die gestrichelte Kurve in der Figur gibt die auf Grund der theoretischen Gleichung (4) berechneten Werte

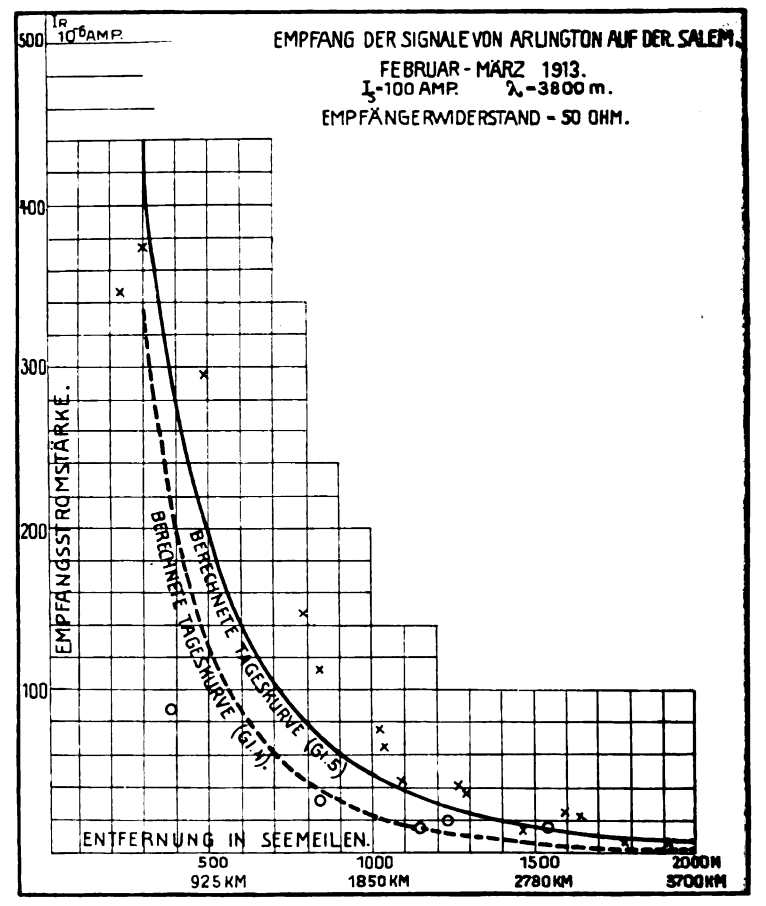


Fig. 2.

wieder, wobei aber die effektive Senderhöhe der Antenne von Arlington zu 61 m angenommen worden ist, wie sie annähernd durch die auf der Marinewerft zu Washington angestellten Beobachtungen über die Empfangsstromstärke angegeben wird.

In Gleichung (1) und in Fig. 1 ist der Widerstand des Empfangssystems willkürlich zu 25 Ohm angenommen worden. Der tatsäch-

liche Widerstand des Empfängers auf der „Salem" belief sich bei den Versuchen mit Arlington bei einer Wellenlänge von 3800 m zu 50 Ohm und verteilte sich folgendermaßen: Widerstand der Selbstinduktion 25 Ohm, Antenne und Erde 3 Ohm, Widerstand infolge des für maximale Signalstärke gekoppelten Sekundärkreises 22 Ohm. Das Dekrement δ_1 war annähernd 0,05, und δ_2 war 0,14. Bei den Versuchen mit Brant Rock wurde das Hörbarkeitsminimum, ausgedrückt durch die durch einen Widerstand von 25 Ohm fließende Antennenstromstärke, zu $10 \cdot 10^{-6}$ Amp. bestimmt. Das würde $2,5 \cdot 10^{-9}$ Watt im Empfangssystem ergeben. Unter der Annahme, daß die jetzigen Telephone auf eine Empfangsstromstärke von $7 \cdot 10^{-6}$ Amp. durch 25 Ohm in der Antenne hörbar ansprechen würden, würde die für ein hörbares Signal erforderliche Energie $12,25 \cdot 10^{-10}$ Watt betragen. Unter Zugrundelegung dieses Wertes für die zur Hörbarkeit erforderliche Energie, und unter der Annahme, daß der Empfangswiderstand 50 Ohm betrug, sind die beobachteten Werte der Stromstärke in der Empfangsantenne in Spalte 5 der Tabelle 2 wiedergegeben und durch

Tabelle 2.

Signale von Arlington, auf der „Salem" empfangen.
Februar—März 1913.

Entfernung		Empfangsstromstärke 10^{-6} Amp.		
		berechnet		beobachtet
engl. Meilen	km	Gleichung (4)	Gleichung (5)	
300	556	335	431	410
400	740	200	278	300
500	925	128	195	225
600	1110	85,2	140	160
800	1480	40,7	79	95
1000	1850	20,7	47,6	59
1200	2220	11,0	29,7	34
1500	2780	4,42	15,3	19
2000	3700	1,07	5,65	5,0
2500	4630	0,28	2,20	
3000	5560	0,074	0,89	

die beobachteten Punkte in Fig. 2 dargestellt. Die gestrichelte Kurve in Fig. 2 und die dritte Spalte in Tabelle 2 sind nach der Gleichung (4) berechnet worden. In der vierten Spalte der Tabelle 2 und in der ausgezogenen Kurve in Fig. 2 sind die Werte der empfangenen Stromstärke angegeben, wie sie sich nach Gleichung (5)

$$I_R = 377 \frac{h_1 h_2 I_S}{\lambda d R \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}} e^{-\frac{0,0015 d}{\sqrt{\lambda}}} \quad (5)$$

berechnen. Gleichung (5) ist dieselbe wie Gleichung (4), nur daß das Zerstreuungsglied

$$e^{-\frac{0,0019 d}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

durch den Ausdruck

$$e^{-\frac{0,0015 d}{\sqrt{\lambda}}}$$

ersetzt worden ist, wie er aus unseren Versuchen mit Brant Rock [Gleichung (1)] abgeleitet worden ist. Es kann nach diesen Ergebnissen keinem Zweifel unterliegen, daß die theoretische Gleichung (4) Werte liefert, die zu niedrig sind, um mit den Beobachtungen vereinbar zu sein, daß diese aber mit der halb empirischen Gleichung (5) in guter Übereinstimmung stehen.

Beobachtungen über den Empfang wurden ferner in Arlington mit dem Sender der „Salem" angestellt. Dabei wurden die empfangenen Stromstärken bei den Entfernungen von mehr als 450 Seemeilen (830 km) nach der Methode des geeichten Detektors gemessen, die übrigen mit Thermoelementen. Während der Ausreise wurden, außer bei 820 und 910 Seemeilen (1516 bzw. 1684 km) keine Messungen vorgenommen, auf der Heimreise aber wurde eine ziemlich vollständige Beobachtungsreihe durchgeführt. Die seitens der „Salem" benutzte Wellenlänge betrug 2000 m, die Antennenstromstärke auf der Ausreise 26 Amp. und während der Heimreise 20 Amp. Die Beobachtungen sind in Fig. 3 wiedergegeben; dabei sind die Werte für die Ausreise, auf eine Strahlung von 20 Amp. reduziert, als Kreuze dargestellt, und die Beobachtungen während der Rückreise durch Kreise.

Die ausgezogene Kurve in Fig. 3 stellt die berechneten Werte der Empfangsstromstärke nach Gleichung (5) dar, während die gestrichelte Kurve nach der rein theoretischen Gleichung (4) gezeichnet ist. Bei diesen Entfernungen sind die Unterschiede zwischen den Gleichungen (4) und (5) so klein, daß beide Kurven recht gut mit den beobachteten Werten übereinzustimmen scheinen.

Sonstige Beobachtungen.

Von den vielen quantitativen Beobachtungen, die seitens des Marineamtes über Hochfrequenzstromstärken in Sender- und Empfängerantennen angestellt worden sind, habe ich im folgenden Abschnitt einige zusammengestellt. Sie sollen die Beziehung zwischen den theo-

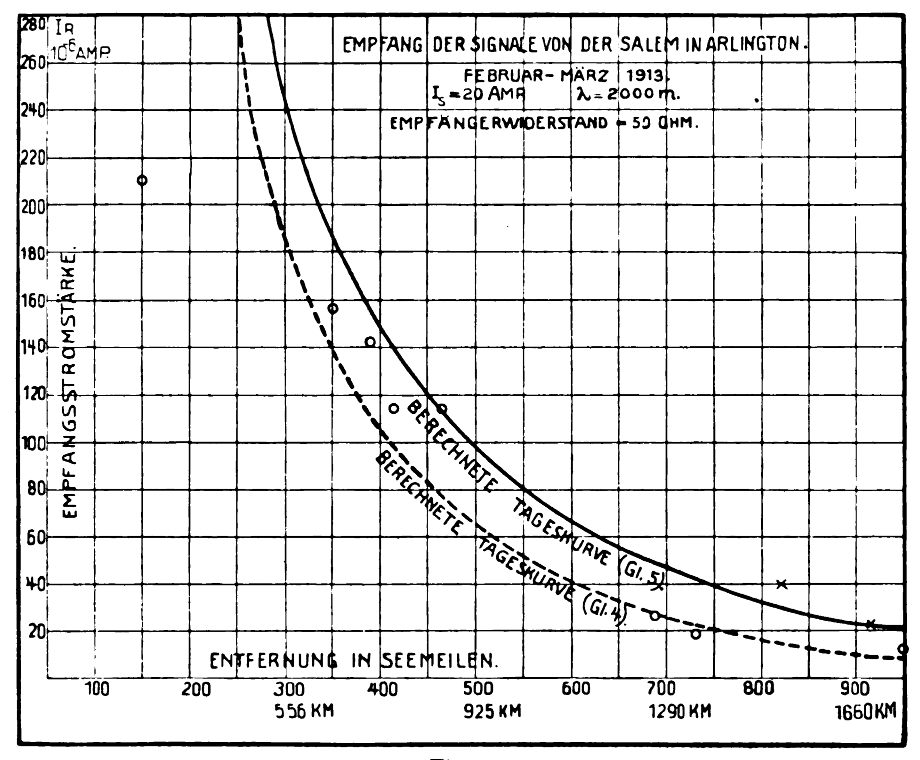


Fig. 3.

retischen und den beobachteten Werten dartun und ferner in einigen Fällen die Wirkung der Absorption durch Land anzeigen, besonders in deren Abhängigkeit von der Wellenlänge.

In Tabelle 3 sind die Daten einer Reihe von Versuchen angegeben, die zwischen dem Schiff „Florida“ als Sendestation und dem Radiotelegraphischen Institut der Marine (U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory) zu Washington als Empfangsstation angestellt worden sind. Die „Florida“ lag während der Zeit der Versuche nahe der Einfahrt in

Tabelle 3.

Signale von U. S. S. Florida, im Bureau of Standards empfangen.

λ m	Empfangsstromstärke 10^{-6} Ampere beobachtet	Empfangsstromstärke 10^{-6} Ampere ber. Gl. (5)	$\frac{\text{beobachtet}}{\text{berechnet}}$
750	44,8	295	0,15
1000	53,0	222	0,24
1200	57,5	177	0,33
1500	62,2	132	0,47
2000	55,5	86,0	0,65
2400	45,0	61,8	0,73

I_S = 20 Ampere, d = 130 engl. Meilen (240 km), h_1 = 39 m, h_2 = 30 m.

die Chesapeake Bay, etwa 130 Meilen von Washington entfernt. Von dieser Entfernung lagen etwa zwei Drittel auf Land. Die Spalte I_B berechnet stellt die Werte der Empfangsstromstärke, für Übermittelung über Salzwasser umgerechnet, dar. Die letzte Spalte in der Tabelle, die das Verhältnis zwischen beobachteter und berechneter Empfangsstromstärke angibt, zeigt die Zunahme im Wirkungsgrade des Verkehrs über Land mit zunehmender Wellenlänge, die, wenigstens qualitativ, mit der Theorie übereinstimmt. Die berechneten Werte der Empfangsstromstärke sind in der Tabelle aus der Gleichung (5) hergeleitet worden.

Tabelle 4.

Sendestation	Empfangsstation	λ in m	I_S Amp.	Entfernung engl. Meil.	Entfernung km	h_1 in m	h_2 in m	R Ohm	Empfangsstromstärke 10^{-6} Amp. beob.	Empfangsstromstärke 10^{-6} Amp. ber. Gl. (5)	$\frac{\text{beob.}}{\text{ber.}}$
Philadelphia Navy Yard	Bureau of Standards	1000	10	100	185	39,0	30,0*	69	76,8	239	0,32
Norfolk Navy Yard	Bureau of Standards	1000	10	127	235	52,0	30,0*	69	78,4	231	0,34
Arlington Funken	St. Augustine	4100	90	530	980	61,0*	43,0	64	130	158	0,82
Arlington Bogen	St. Augustine	4100	48	530	980	61,0*	43,0	53	85	108	0,79

* h nach den Beobachtungen für kurze Reichweite korrigiert.

In Tabelle 4 sind Daten über die von den Werftstationen zu Philadelphia und zu Norfolk im Bureau of Standards im November aufgenommenen Signale mitgeteilt, sowie über die von Arlington in

St. Augustine im Dezember aufgenommenen. Die letztgenannten Werte zeigen, wie klein die Absorption der Erde in dieser Entfernung für Wellenlängen von annähernd 4000 m sein kann, da sie nur um wenige Prozent größer ist als die, welche über Salzwasser zu erwarten sein würde.

Vergleichung zwischen Senderapparaten mit Lichtbogen und solchen mit Funken.

Die Frage nach der Wirksamkeit bei der Übermittelung kontinuierlicher und gedämpfter Schwingungen hat zu vielen Erörterungen zwischen den Anhängern der beiden Methoden Anlaß gegeben. Man hat verschiedene Versuche gemacht, diese Frage auf experimentellem Wege zu entscheiden, aber bei den mäßigen Entfernungen, die bis vor kurzem zur Anwendung gelangt sind, hat man keinen Unterschied beobachtet. Um die Beobachtungen auf größere Entfernungen auszudehnen, sind zwei Versuchsreihen von der Station Arlington aus ausgeführt worden. Für die erste dieser Versuchsreihen (Winter 1912—1913) wurde eine mit Gleichstrom von 500 Volt betriebene 30 Kilowatt-Bogenlampe von der Federal Radiotelegraph and Telephone Co. bezogen. Bei einer Wellenlänge von 4100 m lieferte der Bogen eine Antennenstromstärke von annähernd 50 Amp. Zu jener Zeit erzeugte die reguläre Funken-Senderanordnung der Station, die mit 1000 Funken in der Sekunde arbeitet, einen Antennenstrom von 90 bis 100 Amp. Sorgfältige Messungen der Empfangsstromstärke wurden zu St. Augustine angestellt, um das Verhältnis zwischen den Wirkungsgraden der beiden Übermittelungsarten zu vergleichen. Die in Tabelle 4 mitgeteilten Ergebnisse zeigen, daß bei dieser Entfernung von 530 Seemeilen (980 km) kein sicherer Unterschied vorhanden ist. Diese Ergebnisse wurden nach der Methode des Nebenschlußtelephons mit dem Gleitkontaktdetektor[1]) zu New Orleans und zu Key West roh bestätigt; diese Stationen liegen beide annähernd 900 Seemeilen von Washington entfernt.

Kurze Zeit danach wurden auf der Marinestation zu Colon, 1800 Seemeilen von Arlington entfernt, Beobachtungen angestellt. Während der zwei Tage, an denen Beobachtungen gemacht wurden, waren zwar zur Nachtzeit sowohl Bogen- als Funkensignale zu hören, bei Tage aber war nur der Bogen zu hören. Diese Beobachtungen wiesen darauf hin, daß in dieser Entfernung die Wirksamkeit der

1) Journ. Wash. Acad. 1, 8, 1911.

Übermittelung der kontinuierlichen Wellen größer war als jene der gedämpften. Während der Fahrt der „Salem“ nach Gibraltar und zurück, von der bereits die Rede gewesen ist, wurden weitere Beobachtungen gemacht, die darauf hindeuteten, daß der Bogen bei der halben Antennenstromstärke in 1500 bis 2000 Meilen (2800 bis 3700 km) Entfernung nach Messungen mit dem Gleitkontaktdetektor Signale von praktisch derselben Intensität lieferte wie der Funken, und daß er nach Messungen mit dem Fessendenschen Heterodyn dem Funken tatsächlich überlegen zu sein schien. Bei Tage wurden beständig Nachrichten sowohl mit dem Bogen wie mit dem Funken bis zu 2100 Meilen (3900 km) empfangen. Gelegentlich wurden Signale viel weiter gehört, und zwar wurde an einem Tage der Bogen bei Tage sogar im Hafen von Gibraltar gehört. Bogen wie Funken wurden bei Nacht zu allen Zeiten während der Reise gehört.

Um zu vergleichen, wie weit Bogen- und Funkenübermittelung im Sommer wünschenswert seien, wurde eine zweite Beobachtungsreihe zwischen der Station Arlington und Colon in den Monaten Juli und August 1913 angestellt. Diese Zeit wurde für die Untersuchung deswegen gewählt, weil um diese Jahreszeit die Signale am schwächsten und zugleich die atmosphärischen Störungen am stärksten sind, so daß die Versuche als unter den ungünstigsten Bedingungen angestellt angesehen werden können.

Für diese Untersuchung stand ein Poulsenlichtbogengenerator von 100 Kilowatt, der dem Universal Radio Syndikate gehörte, zum Vergleich mit der regulären rotierenden Funkenstreckeneinrichtung der Station Arlington zur Verfügung. Die regelmäßigen Versuche begannen am 25. Juli. Die Entfernung von Arlington bis Colon beträgt 1780 Seemeilen (3300 km). Nach der aus den Versuchen mit Brant Rock abgeleiteten Formel müßten die Signale von Arlington bei einer Wellenlänge von 4000 m in dieser Entfernung bei Verwendung eines empfindlichen Kristalldetektors und einer 180 Fuß (55 m) hohen Antenne schwach hörbar sein. In Wirklichkeit liegen die Signale eben unter der Hörbarkeitsgrenze mit gewöhnlichen Detektoren, wie sich aus ihrer Stärke bei Benutzung des empfindlicheren Gleitkontaktdetektors ergibt. Dieser Umstand mag von dem Übergang der Wellen über Kuba herrühren, oder von anderen Bedingungen für die Übermittelung in diesem Teile der Erde.

Die Empfangsversuche in Colon wurden von dem Chefelektriker und Assistenten am Radiotelegraphischen Laboratorium der Marine, Herrn Meneratti, ausgeführt. Die benutzte Empfangsapparatur bestand

aus einer Empfangseinrichtung der Federal Radiotelegraph and Telephone Co., die besonders bei längeren Wellen wirksam ist, einem Gleitkontaktdetektor und einem Fessendenschen Heterodyn. Die reguläre Antenne der Station Colon von 180 Fuß (55 m) Höhe und einer Kapazität von etwa 0,0025 Mikrofarad wurde für diese Versuche benutzt.

Die Lichtbogensignale wurden von Arlington mit den Wellenlängen 4000, 5000, 6000 und 7000 m ausgesandt, und zwar jeden Tag je eine Gruppe von Telegrammen mit jeder dieser Wellenlängen. Für den Funken wurden zwei Wellenlängen benutzt, nämlich 3500 und 2500 m. Letztere erwies sich indessen bei dieser Entfernung als so unbefriedigend, daß von ihrer Verwendung nach den ersten paar Tagen abgesehen wurde.

Wegen der fortgesetzten atmosphärischen Störungen hatten quantitative Vergleiche wenig Wert. Die Tabelle 5 gibt die Anzahl der bei den verschiedenen Wellenlängen abgesandten Listen und die zugehörige Anzahl der aufgenommenen an.

Tabelle 5.
Vergleichung zwischen Funken und Lichtbogen.

	Wellenlänge in m	Senderstromstärke in Ampere	Gesamtzahl der Gruppen		Zahl der gehörten Gruppen	
			bei Tage	bei Nacht	bei Tage	bei Nacht
Funken	3500	104	9	0	7	0
Bogen .	4000	52	9	4	7	4
Bogen .	5000	60	0	4	0	4
Bogen .	6000	70	6	0	2	0
Bogen .	7000	78	8	7	3	7

Die Tabelle zeigt, daß die besten Ergebnisse mit dem Lichtbogen bei 7000 m gewonnen wurden, wo jede Gruppe mit Erfolg empfangen wurde. Dasselbe gilt für die Bogenwellen mit 5000 m, aber in diesem Falle wurden alle Versuche bei Nacht gemacht, was eine richtige Vergleichung mit den übrigen Gruppen ausschließt. Die Wellen von 4000 m mit dem Lichtbogen und die von 3500 m mit dem Funken, die sich wohl vergleichen lassen, wurden bei Vergleichung mit dem Gleitkontaktdetektor annähernd mit demselben Stärkegrad und demselben Genauigkeitsgrad aufgenommen, obschon der Antennenstrom beim Funken doppelt so groß war wie beim Lichtbogen. Im Zusammenhange hiermit muß erwähnt werden, daß, wie weiterhin erklärt werden wird, zwar 80 v. H. der Gruppen mit dem Funken am Heterodyn oder am Gleit-

kontaktdetektor schwach hörbar waren, daß aber praktisch keine der Nachrichten lesbar war. Aus dem Bericht Menerattis geht hervor, daß 50 v. H. aller bei den verschiedenen Wellenlängen mit dem Lichtbogen gesandten Nachrichten, d. h. 65 v. H. der überhaupt gehörten Lichtbogenzeichenserien bei zweimaliger Wiederholung völlig lesbar gewesen wären. Die sehr schwache Wahrnehmbarkeit der Welle von 6000 m gegenüber den Wellen von 4000 und von 7000 m beruht vermutlich auf einem Fehler im Empfänger gerade bei dieser Wellenlänge.

Einer der interessantesten Teile der Arbeit war die Untersuchung des Verhaltens des Gleitdrahtdetektors und des Heterodyns unter den Bedingungen fortgesetzter atmosphärischer Störungen zu Colon. Die Berichte zeigen, daß das Heterodyn etwas empfindlicher ist als der Gleitkontakt, daß aber der Unterschied nicht sehr groß ist. Bei Funkensignalen ist der von beiden erzeugte Ton unmusikalisch und schwer von den atmosphärischen Störungen zu unterscheiden, und beide stehen, wie Meneratti bemerkt, einem guten Kristalldetektor im Empfange schwacher Signale von 500 Perioden durch fortgesetzte atmosphärische Störungen hindurch nach. Bei Lichtbogensignalen liegt die Sache indessen ganz anders. Hier erzeugt der Gleitkontaktdetektor dasselbe rasselnde Geräusch wie beim Funken, das Heterodyn aber bringt einen musikalischen Ton von beliebiger Tonhöhe hervor, der sich zum Abhören durch die Störungen hindurch als höchst geeignet herausgestellt hat.

Diskussion der Ergebnisse.

Die wichtigste Frage, welche diese Versuche zu lösen streben, ist die, ob die theoretische Formel [Gleichung (2)] die beobachteten Tatsachen der Radiotelegraphie darstellt, oder nicht. Das erste, oder Hertzsche, Glied dieser Formel stimmt mit den Beobachtungen auf kurze Entfernungen überein; es zeigt sich jedoch, daß, wenigstens für die Mehrzahl der Landstationen, die Länge des äquivalenten Oszillators beträchtlich kleiner ist als die doppelte Höhe der Antenne. Die Formel als Ganzes liefert bei großen Entfernungen keine befriedigenden Ergebnisse, denn das Zerstreuungsglied bewirkt anscheinend eine Verkleinerung der elektrischen Intensität, die beträchtlich größer ist als die beobachteten Werte. Bei den Versuchen zwischen Arlington und der „Salem“, über eine Strecke von 3700 km, betrug die nach der Formel berechnete Stärke des empfangenen Stromes nur ein Fünftel der tatsächlich beobachteten, und nach ihnen würden die Signale in einer Entfernung von ungefähr 2600 km unter die Hörbarkeitsgrenze

hinab sinken, während sie in Wirklichkeit bei 3700 km hörbar blieben. Es wurde aus einer Vereinigung des Hertzschen Teiles der theoretischen Formel mit dem Absorptionsgliede der rein empirischen, aus den Versuchen mit Brant Rock gewonnenen Formel (Gleichung 1) ein halb empirischer Ausdruck für die aufgenommene Stromstärke gebildet. Dieser in Gleichung (5) wiedergegebene Ausdruck steht in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen bis zu 3700 km bei einer Wellenlänge von 3800 m.

Zur Zeit sind unsere Beobachtungen über die Übermittelung verschiedener Wellenlängen auf große Entfernungen zu spärlich an Zahl, um die Frage nach dem Zusammenhange zwischen der Schwächung der Signale und der Wellenlänge zu entscheiden. Sicher ist indessen, daß die Schwächung selbst über Seewasser mit zunehmender Wellenlänge sehr stark vermindert wird. Es scheint möglich, daß die theoretische Formel den Sachverhalt in großen Entfernungen zwar nicht darstellt, daß sie es aber tun würde, wenn alle Energie, die dem Wellenzuge entzogen wird, wie es das Zerstreuungsglied anzeigt, wirklich verloren werden würde. Es sind indessen starke Anzeichen dafür vorhanden, daß ein Teil dieser Energie die Oberfläche der Erde wieder erreicht, und zwar entweder durch Reflektion oder möglicherweise durch Brechung in den oberen Schichten der Atmosphäre. Diese Wiederverstärkung ist zweifellos bei Nacht sehr stark und ruft die sogenannten Nachteffekte mit ihren wunderbar großen Reichweiten hervor. Es ist ferner wahrscheinlich, daß sie bei Tage insofern eine wichtige Rolle spielt, als sie das Übermittelungsbereich, namentlich im Winter, vergrößert und auch die häufig beobachteten Unregelmäßigkeiten in der Intensität hervorbringt. Wenn dies zutrifft, müssen wir zu der theoretischen Formel ein weiteres Glied addieren. Die Versuche bei mäßigen Entfernungen über Land zeigen eine deutliche Abnahme der Bodenabsorption mit zunehmender Wellenlänge, zum mindesten qualitativ; das steht mit der Theorie in Einklang. Bei Entfernungen bis zu 2000 km scheint, vorausgesetzt daß man eine Wellenlänge von mehr als 4000 m benutzt, die Bodenabsorption in den meisten Fällen fast zu verschwinden, so daß die Übermittelung mit jener über Salzwasser beinahe identisch ist. Dies zeigt sich deutlich bei einer Entfernung von 980 km in den Versuchen zwischen Arlington und St. Augustine (siehe Tabelle 4). Die Energie der Überland-Nachtsignale mit mäßigen Wellenlängen scheint größtenteils durch die obere Atmosphäre übermittelt zu werden, da die Bodenbeschaffenheit praktisch keinen Einfluß zu haben scheint.

Die angestellten Vergleiche[1]) über die Wirksamkeit der Lichtbogen- und der Funkenübermittelung haben angedeutet, daß für Entfernungen von der Größenordnung von 3700 km und darüber kontinuierliche Schwingungen im Durchschnitt überlegen sind. Das Material ist noch nicht vollständig genug, um zu beweisen, daß diese Überlegenheit immer besteht. Sie hängt anscheinend irgendwie mit der Verstärkung der Signale von den oberen Schichten der Atmosphäre her zusammen und ist den Zufälligkeiten dieses Teiles der empfangenen Energie ausgesetzt. Die Anzeichen scheinen dafür zu sprechen, daß die Überlegenheit der kontinuierlichen Schwingungen im Winter größer ist als im Sommer.

U. S. Naval Radiotelegraphic Laboratory, Washington, März 1914.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Journ. Wash. Acad. 3, 284, 326, 1913; Jahrb. 7, 506, 1913

(Eingesandt 4. April 1914.)

Adresse des Autors: U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory, Navy Department, Washington D. C., U. S. A.

Referate.

J. L. Hogan jr.[1]), Quantitative Resultate neuerer radiotelegraphischer Versuche zwischen Station Arlington und dem U. S. S. „Salem". Diese mit Februar 1913 beginnenden Versuche sind eine Fortsetzung der von L. W. Austin begonnenen Arbeiten (vgl. Jahrb. 5, 75).

Bezeichnungen:

α = Absorptionskoeffizient,

D = Entfernung zwischen den beiden Stationen,

λ = Wellenlänge,

h_1 = effektive Höhe der Senderantenne, definiert als Abstand der Erdoberfläche vom Kapazitätszentrum des Luftleitergebildes, der im Falle einer „Schiffsantenne" gleich der geometrischen Höhe ist; bei einer „Schirmantenne" wird gewöhnlich als effektive Höhe diejenige der „Rippen" bzw. des Schirmes genommen.

1) Vgl. „Electrician" 71, 720, 1913. Es ist dies nur ein Auszug aus dem uns nicht zur Verfügung gestandenen Original uud an vielen Stellen ganz unklar, die deshalb weggelassen werden mußten. Überhaupt enthält die Hogansche Arbeit nicht viel Neues gegenüber derjenigen von Austin, und das Referat wurde nur mit Rücksicht auf den nachfolgenden Artikel von Prof. Barkhausen (S. 602) auf seinen Wunsch der Vollständigkeit halber hergestellt. Die Redaktion.

h_2 = effektive Höhe der Empfangsantenne,
I_s = Antennenstrom des Senders,
I_r = Antennenstrom des Empfängers,
d = log. Dekrement von Wellenzügen per ganze Periode,
N = Wellenzug oder Gruppenfrequenz von Signalen,
δ = Shunt zum Telephon, wodurch die Zeichen bis zur Hörbarkeitsgrenze geschwächt werden.
A_f = Hörbarkeitsfaktor, der annähernd proportional ist dem Quadrat des Radiofrequenzstromes in der Antenne und dem Strome im Telephonkreis; er kann ferner definiert werden:

$A_f = \frac{R + \delta}{\delta}$, wo R die Impedanz der Telephone für die empfangenen Zeichen ist.

Besonders für große Entfernungen bei Signalen von Funkensendern wurde der Heterodyne-Empfänger (s. Jahrb. **8**, 443) benutzt, der durch-

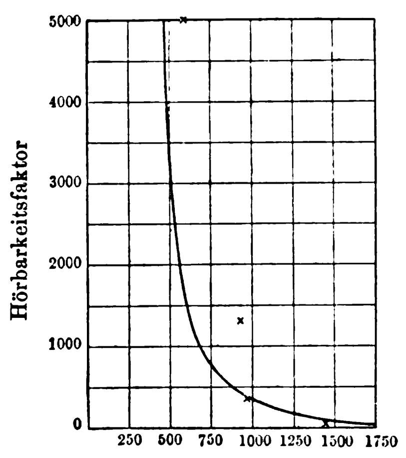


Fig. 1. Signale von der „Salem" bei Tag.

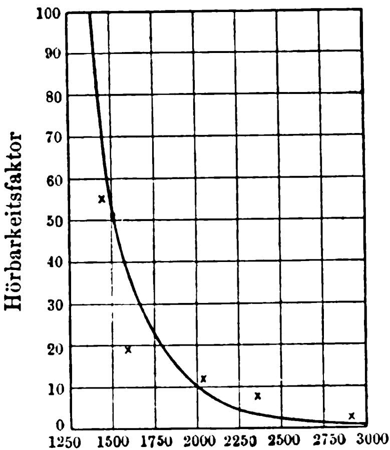


Fig. 2. Signale von der „Salem" bei Tag.

schnittlich eine 4,65 mal größere Empfindlichkeit als der in den früheren Versuchen benutzte Flüssigkeitsbarretter von Fessenden ergab; manchmal betrug sie sogar das 12—15 fache.

Fig. 1 u. 2 zeigen die Stärke der in Arlington vom Schiffsender empfangenen Signale bei verschiedenen Entfernungen, gemessen durch

ihren Hörbarkeitsfaktor. Die Höhe des horizontalen Teiles der Arlington-Antenne ist 450 engl. Fuß, und die totale Höhe der „Salem" 130 Fuß. Die benutzte Wellenlänge betrug 2000 m, und der durchschnittliche Antennenstrom der „Salem" beim Senden war 23 Amp. Die in Fig. 1 u. 2 eingezeichneten Punkte beziehen sich auf Beobachtungen unter normalen Tageslicht-Bedingungen. Der Ausfall von Signalen bei 1900 km kann ein Beispiel einer ausgesprochen selektiven Absorption sein, doch neigte man mehr zu der Ansicht, daß eine gelegentliche Änderung der Konstanten der Schwingungskreise dafür verantwortlich zu machen war, da nachher die Tag-Zeichen ganz zu-

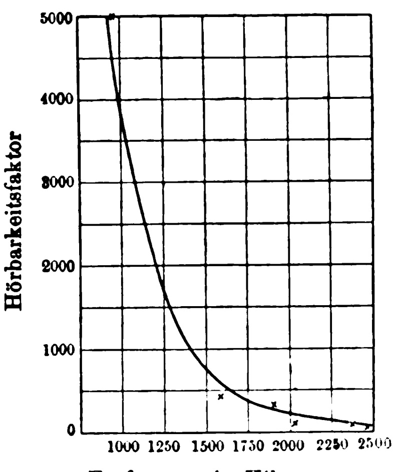


Fig. 3.
Signale von Arlington bei Tag

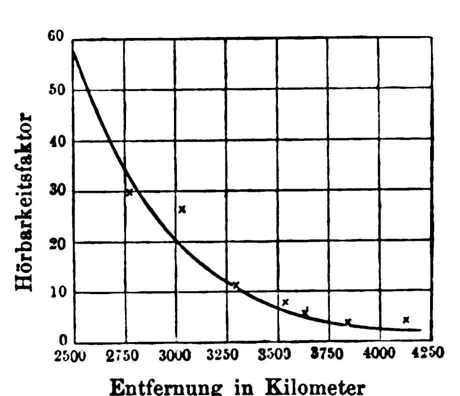


Fig. 4.
Signale von Arlington bei Tag.

verlässig bis auf 2350 km (bei welcher Entfernung Telegramme gewechselt wurden) aufzunehmen waren, und weil zu derselben Zeit sehr laut Zeichen von Arlington auf dem Schiff empfangen wurden.

Beim Telegraphieren von Arlington zum Schiff wurden größere Entfernungen als erwartet überbrückt. Arlington gab mit einer Wellenlänge von 3800 m und benutzte durchschnittlich 100 Amp. Antennenstrom. Fig. 3 u. 4 zeigen Tagesbeobachtungen. Bei ganz großen Entfernungen konnte nur der Heterodyne-Empfänger benutzt werden und die Shunt-Messungen wurden durch seinen Verstärkungsfaktor 4,65 dividiert, um die Angaben in der Figur zu erhalten. Die ausgezogene Kurve stellt die theoretische Energie dar und steht ersichtlich in selten guter Überein-

stimmung mit den Beobachtungen. Die Nachtsignale von Arlington wurden auf der „Salem“ ganz beständig empfangen und sind dargestellt durch die Punkte der ausgezogenen Kurve von Fig. 5. Die gestrichelte Kurve ist etwas egalisiert, entsprechend einem allgemeinen Durchschnitt der Beobachtungen, während die punktierten Kurven aus verschiedenen Absorptionswerten berechnet sind, wie später erklärt wird. Es verdient einen Hinweis, daß in drei Nächten (Entfernungen 3750, 4000 und 6220 km) die wirklichen Werte der empfangenen Signale sehr viel höher waren als der Durchschnittswert. Als die „Salem“ bei Gibraltar, 6400 km von Arlington, lag, wurden Signale

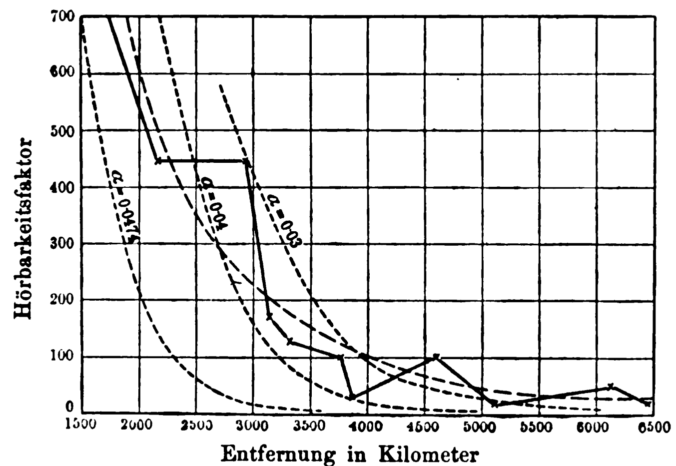


Fig. 5. Signale von Arlington bei Nacht.

des Funkensenders in Arlington in jeder Nacht empfangen mit einer Hörbarkeit 200 unter Benutzung des Heterodyne-Empfängers.

Wird h_1 und h_2 in Fuß gemessen, die Entfernung in Kilometern, der Empfangsstrom in Mikroampere, der Senderstrom in Ampere und die Wellenlänge in Meter, so lautet die früher von Austin angegebene Formel

$$I_2 = \frac{3{,}92\, I_s\, h_1\, h_2}{\lambda\, D\, \epsilon^{\frac{0{,}0474\, D}{\sqrt{\lambda}}}} \qquad (1)$$

Unter Benutzung empfindlicher Telephone und verbesserter Apparate wurde gefunden, daß ein Hörbarkeitsfaktor gleich der Einheit erhalten wird für einen Antennenstrom von ca. 5 Mikroampere oder für eine

Empfangsenergie, die nur ein viertel der von Austin früher angenommenen betrug. Durch entsprechende Substitution in Gleichung (1) erhält man

$$A_f = \left(\frac{156{,}8\, I_s h_1 h_2}{\lambda D \epsilon^{\frac{0{,}0474\, D}{\sqrt{\lambda}}}} \right)^2 \tag{2}$$

Nach dieser Gleichung (2) sind die Kurven von Fig. 1, 2, 3 u. 4 berechnet. Die gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen liefert eine ausgezeichnete Bestätigung der Beziehung zwischen den Konstanten der Gleichung (1) gemäß den Bestimmungen von Austin und Cohen.

Durch Auflösung von Gleichung (2) nach α erhält man:

$$\alpha = \frac{\sqrt{\lambda}}{D} \log \epsilon \frac{78{,}4\, I_s h_1 h_2}{\sqrt{A_f}\, \lambda D} \tag{3}$$

Eine weitere Kontrolle auf die Form des Ausdruckes und den Wert der Koeffizienten kann gemacht werden durch Bestimmung der Tagesabsorption für jede Entfernung, bei der Signale beobachtet wurden. Eine Reihe solcher Berechnungen zeigt eine durchschnittliche Absorption von 0,0407 bei der 2000 m-Welle und von 0,0560 bei der 3800 m-Welle, wodurch ein allgemeiner Durchschnitt für alle Tagesbeobachtungen zu 0,0483 sich ergibt, in guter Übereinstimmung mit dem Austin-Cohenschen Wert von 0,0474. Die Nachtbeobachtungen gemäß Fig. 5 sind insofern von Interesse als aus ihnen ein Anhalt geboten ist für die Minimum-Absorptionen während der Versuche und auch für den Unterschied der Gesetze, welche für Übertragungen bei Nacht und Tag gelten. Für die Nachtversuche ergab sich die kleinste effektive Absorption bei 6220 km, wo ihr Wert nur 0,012 betrug. Die größte Nachtabsorption trat bei Beginn der Versuche ein und betrug 0,0391, bestimmt nach Gleichung (3). Wie man sieht, ist selbst dieser Wert beträchtlich kleiner als der normale Abnahmekoeffizient bei Tage. In Fig. 5 sind die drei punktierten Kurven berechnet aus Gleichung (2) für Absorption von 0,0474 (dem normalen Tagwert), 0,04 und 0,03 respektive. Die gestrichelte Kurve für beobachtete Durchschnittswerte kreuzt die letzten beiden der punktierten Kurven, woraus ersichtlich ist, daß Übertragung bei Nacht nicht denselben Absorptionsgesetzen folgt als bei Tage. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird ferner erhöht durch Betrachtung von Fig. 6, die die effektive Absorption als eine Funktion der Entfernung zeigt, wenn aufeinander-

folgende Werte der gestrichelten Kurve in Fig. 5 in Gleichung (3) eingesetzt werden. Wenn das Gesetz, welches die Abnahme der Stärke der Übertragung beherrscht, das gleiche wäre für Nacht wie für Tag, so würde Fig. 6 eine horizontale gerade Linie zeigen, obwohl ihr konstanter Wert wahrscheinlich etwas kleiner als 0,0474 wäre. Es sollte möglich sein das Gesetz der Nachtveränderungen zu bestimmen durch Analyse der Daten von Fig. 6 und Substitution in Gleichung (2). Das Verfahren würde aber vorläufig unvollständig sein, da nur eine Wellenlänge benutzt wurde.

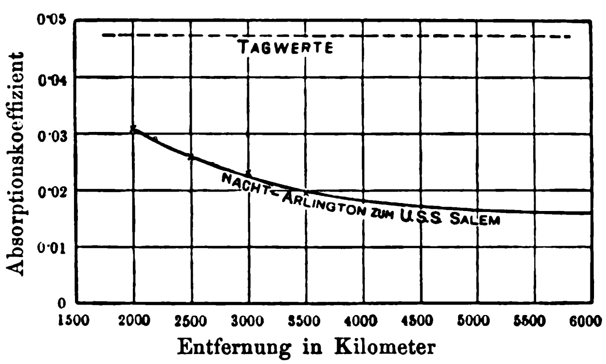


Fig. 6. Nacht-Absorption als eine Funktion der Entfernung.

Die annähernde Gleichförmigkeit der Signale von Arlington bei Nacht zeigt das fast vollständige Fehlen von Reflexionseffekten während der Versuche mit der 3800 m-Welle. Die großen Unregelmäßigkeiten bei der 2000 m-Welle der „Salem“ als Sender verbieten die Benutzung dieser Beobachtungen für eine Berechnung, und dürften nicht nur auf die schon erwähnten statischen Störungen, sondern auch wohl auf vorübergehende Reflexionen zurückzuführen sein. Nach nunmehr folgenden Betrachtungen, die sich in der Hauptsache auf den Heterodyne-Detektor beziehen, rekurriert Verfasser auf eine in der früheren Arbeit von Austin gegebene Tabelle, deren nähere Prüfung eine Reihe von interessanten Punkten ergibt, z. B., daß es nicht ratsam ist, sehr lange Wellen für kleine oder mäßig große Entfernungen zu benutzen, was man näher untersuchen kann, indem man Gleichung (1) in eine solche Form bringt, daß sie für die Größe der Entfernung in Ausdrücken der anderen Faktoren aufgelöst werden kann. Wenn die Gleichung geschrieben wird in der Form:

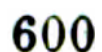


Fig. 7.

Fig. 8.

Fig. 9.

Tagsignale. **Entfernung zwischen zwei Stationen der Arlington-Type für Hörbarkeitsfaktoren von 500, 100 und 25; bei $I_s = 100$ Amp. und $h_1 = h_2 = 450$ Fuß.**

$$D - \frac{3{,}92\, I_s\, h_1\, h_2}{\lambda\, D\, \epsilon^{\frac{0{,}0474\, D}{\sqrt{\lambda}}}} = 0 \tag{4}$$

so ist es eine einfache Sache Lösungen zu erhalten für die Entfernung in Ausdrücken der Wellenlänge und anderer Größen; die Gleichung ist von der Form

$$A - B = 0 \tag{5}$$

wo

$$A = D \tag{6}$$

und

$$B = \frac{3{,}92\, I_s\, h_1\, h_2}{\lambda\, D\, \epsilon^{\frac{0{,}0474\, D}{\sqrt{\lambda}}}}. \tag{7}$$

Es ist klar, daß durch Auflösung dieser Gleichung die verschiedenen Werte in den Ausdruck der rechten Seite der Gleichung (7) eingesetzt werden können, und daß Werte von A und B unabhängig als Ordinaten mit D-Werten als Abszissen aufgezeichnet werden können. Bei dem Schnittpunkte der A- und B-Kurven, was natürlich Gleichheit von A und B anzeigt, gilt die Bedingung von Gleichung (4), und die Entfernung, die man für angenommene Werte der anderen Größen sucht, kann direkt von der Abszisse unter dem Schnittpunkt abgelesen werden.

Für zwei Stationen von der Arlington-Type mit Höhen = 450 Fuß und einem Senderstrom = 100 Amp., können z. B. durch Benutzung von Gleichung (4) die Entfernungen berechnet werden, bei denen ein gewisser Antennenstrom als Funktion verschiedener Wellenlängen empfangen wird. Fig. 7, 8, 9 sind nach diesen Annahmen hergestellt und zeigen evident den Vorteil langer Wellen für große Entfernungen. Fig. 7 zeigt die Entfernungen, bei denen sehr starke Zeichen (Hörbarkeitsfaktor = 500) für Wellenlängen von 2000, 4000, 6000 und 8000 m empfangen werden. Man sieht, daß es keinen Zweck hätte, bei diesen Entfernungen viel größere Wellenlängen als 6000 m anzuwenden. Fig. 8 bezieht sich in gleicher Weise auf schwächere Zeichen (Hörbarkeitsfaktor = 100) und Fig. 9 auf ganz schwache Zeichen, die noch gerade durch Störungen hindurch aufnehmbar sind.

Weitere experimentelle Untersuchungen müssen auf dem beschrittenen Wege das Material liefern für die Ermittelungen der besten Wellenlängen, der Wirkungen verschiedener Gruppenfrequenzen und verschiedener Dekremente usw., um mit der Zeit dahin zu kommen, daß man numerische Beziehungen zwischen allen wichtigen Größen angeben kann, die für den Entwurf von Großstationen in Frage kommen. E.

(Eingesandt 15. Mai 1914.)

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft **16**, **1914**, folgenden Artikel:

H. Barkhausen, Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

Übersicht. Ein Vergleich der neueren Versuche mit den theoretisch errechneten Werten ergibt zwischen Theorie und Versuch volle Übereinstimmung, solange es sich um so kurze Entfernungen handelt, daß die Erdkrümmung oder über Land die Erdabsorption nicht in Betracht kommt. — Bei größeren Entfernungen scheint die Ausbreitung in zweierlei Weise vor sich zu gehen:

1. Normalerweise gelangt durch die theoretisch berechenbare Beugung oder Erdabsorption nur ein schwacher Wellenzug zum Empfänger, um so schwächer je kleiner die Wellenlänge ist. (Tageswerte.)

2. Durch Unregelmäßigkeiten in der Atmosphäre können „Luftspiegelungen" eintreten, durch die auch die direkten, wesentlich stärkeren Wellenzüge den Empfänger treffen, gleichgültig, wie groß die Wellenlänge ist. (Nachtwerte.)

Nach der Hertzschen Theorie läßt sich einerseits das von einer Sendeantenne erzeugte elektromagnetische Feld, d. h. die Intensität der ausgesandten Wellen an einem beliebigen entfernten Punkte, andererseits die Wirkung solcher Wellen auf eine dort befindliche Empfangsantenne leicht ausrechnen, wenn man eine gut leitende ebene Erdoberfläche und eine gleichmäßige, gut isolierende Atmosphäre voraussetzt. Faßt man beide Rechnungen zusammen, so erhält man die Formel[1])

$$J_e = \frac{377}{\sqrt{1 + \frac{d_s}{d_e}}} \frac{J_s}{R_e} \frac{h_s h_e}{\lambda r} \qquad (1)$$

Darin bedeutet: J den Strom in Ampere, R den effektiven Widerstand in Ohm, d das logarithmische Dekrement, h die effektive Antennenhöhe, λ die Wellenlänge, r die Entfernung zwischen Sende- und Empfangsstation, alle Längen im gleichen Maß gemessen; Index s bezieht sich auf die Sende-, e auf die Empfangsstation. Man kann hiernach die Stromstärke in der Empfangsantenne aus der in der Sendeantenne und aus den Daten beider Stationen quantitativ im voraus berechnen, oder auch unter Annahme einer bestimmten Mindeststromstärke J_e die Reichweite, d. h. die maximale zulässige Entfernung r bestimmen.

Bei größeren Entfernungen r kann die Erdoberfläche nicht mehr als eben angesehen werden. Die Rechnung läßt sich aber auch auf

1) H. Barkhausen, Jahrb. **5**, 261, 1911; M. Reich, Phys. Ztschr. **14**, 934, 1913.

den Fall einer gut leitenden kugelförmigen Oberfläche ausdehnen. Es tritt dann zu Formel (1) noch ein Beugungsfaktor[1])

$$B = \varepsilon^{-0{,}0018 \frac{r}{\sqrt[3]{\lambda}}} \quad (r \text{ und } \lambda \text{ in km}) \tag{2}$$

hinzu, indem nur der B-fache Teil der Wellenenergie durch Beugung von seiner normalen geradlinigen Ausbreitung abgelenkt wird. Bei 1000 m Wellenlänge macht sich die Erdkrümmung schon von etwa $r = 55$ km an bemerkbar. Für diesen Wert wird $B = 0{,}9$, d. h. es wird die Intensität um 10 % geschwächt. Bei einer Entfernung von 400 km wird nur noch die Hälfte ($B = 0{,}5$), bei 1300 km 10 % ($B = 0{,}10$), bei 2600 km 1 %, bei 3900 km 1 ‰ der Stromstärke erhalten, die man bei ebener Erdoberfläche bekommen würde. Größere Wellenlängen werden stärker gebeugt; doch gewinnt man durch Verachtfachung der Wellenlänge erst ebensoviel, wie man durch verdoppelte Entfernung verliert.

Die Theorie zeigt weiter, daß Seewasser in allen praktisch vorkommenden Fällen als eine im obigen Sinne gut leitende Erdoberfläche betrachtet werden darf, Süßwasser und Festland dagegen im allgemeinen nicht. Aus der von Sommerfeld[2]) darüber angestellten Rechnung interessiert hier nur, daß die schlechte Leitfähigkeit besonders bei kurzen Wellenlängen eine Schwächung der ankommenden Wellen bedingt.

So groß ist freilich die Leitfähigkeit oder Absorption selbst des trockensten Erdbodens immer noch, daß eine weite Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen durch das Erdinnere selbst vollständig ausgeschlossen ist. Das Erdreich müßte nämlich sonst so gute dielektrische Eigenschaften haben, daß es als Dielektrikum in einem Kondensator verwendet einen daraus zusammengesetzten Schwingungskreis nicht merklich dämpfen würde. Es ist aber bekanntlich sehr schwer, überhaupt verlustfreie Dielektrika für solche Zwecke zu finden.

Es ist für unsere ganzen Anschauungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen von großer Wichtigkeit zu untersuchen, wie weit diese rein theoretisch errechneten Formeln mit den praktischen Versuchen übereinstimmen, ob mit anderen Worten die einfachen Voraussetzungen, aus denen die Formeln abgeleitet sind, die praktischen Verhältnisse genügend genau wiedergeben. Es sind gerade in neuerer Zeit mehrere umfangreiche, exakte Versuchsreihen angestellt

1) Rybczynski, Ann. d. Phys. 41, 191, 1913.
2) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 28, 665, 1909.



worden, die einen solchen Vergleich ermöglichen, und zum Teil aus diesem Grunde unternommen worden sind.[1])

Die Versuche ergeben zunächst, daß in der empfangenen Stromstärke bei großen Entfernungen erhebliche Schwankungen auftreten, auch wenn mit größter Sorgfalt alle Bedingungen konstant gehalten werden. Insbesondere erhält man tags schwächere, aber ziemlich gleichmäßige Werte, nachts dagegen meist viel größere, aber oft innerhalb weniger Minuten stark schwankende Werte. Ziehen wir zunächst nur die bei kleineren Entfernungen, etwa bis zu 100 km, aufgenommenen Werte zum Vergleich heran, die noch ziemlich regelmäßig ausfallen, so ergibt sich eine vollkommene Übereinstimmung mit der Theorie. Nicht nur die Abhängigkeit vom Sendestrom, den Antennenhöhen, der Wellenlänge und der Entfernung wird genau der Formel (1) entsprechend bestätigt, sondern auch der Zahlenfaktor stimmt bei den Versuchen über Seewasser (Austin, Hogan) mit dem errechneten Wert innerhalb der etwa 10 % betragenden Versuchsfehler vollkommen unter den verschiedensten Bedingungen überein. Bei den Versuchen über Land (Reich) ergab sich die empfangene Stromstärke bis zu 50 % und mehr kleiner als die nach Formel (1) errechnete, und zwar um so kleiner, je kleiner die Wellenlänge war. Dies steht in Übereinstimmung mit der Theorie, die in diesem Falle eine Absorption der Wellen von etwa derselben Größenordnung voraussagt. Wegen der auch aus den Messungen sich ergebenden zeitlichen und örtlichen Ungleichmäßigkeit der Bodenleitfähigkeit sind hier genauere Rechnungen zwecklos. — Durch diese Versuche kann man es als erwiesen ansehen, daß sich unsere Anschauungen über die Ausstrahlung und die Aufnahme der elektromagnetischen Wellen, die zur Formel (1) führten, zum mindesten bei dem gut leitenden Seewasser mit den Tatsachen decken.

Die Beugungserscheinungen, die durch die Formel (2) ausgedrückt sind, kommen bei den kurzen Entfernungen nicht wesentlich in Betracht. In dem Maße, wie sie an Einfluß gewinnen, nehmen aber auch die Unregelmäßigkeiten zu. Und hier ergibt sich das wichtige Resultat, daß nicht die gelegentlichen hohen Werte des Nachts, sondern die ziemlich gleichmäßigen kleinen Werte des Tages mit den errechneten Stromstärken übereinstimmen.

---

1) M. Reich, a. a. O.; L. W. Austin, Bulletin of Bureau of Standards, Bd. VII, S. 315, 1911 und Jahrb. **5**, 75; Hogan, Electrician **71**, 720, 1913, s. dieses Heft S. 594 und andere.

Für diese Tageswerte leitet Austin rein empirisch aus seinen Versuchen einen Dämpfungsfaktor

$$D = \varepsilon^{-0{,}0015 \frac{r}{\sqrt[2]{\lambda}}}$$

ab, der innerhalb des Meßbereichs von dem durch Formel (2) dargestellten Beugungsfaktor B nicht über den Betrag der Versuchsfehler abweicht. Nach Rybczynski werden die Resultate sogar durch die theoretische Formel (2) besser angenähert. Die Messungen von Hogan bestätigen im wesentlichen die Austinsche Formel. Er findet die im Dämpfungsfaktor enthaltene Zahl 0,0015 von der Wellenlänge abhängig, und zwar so, daß die in Formel (2) enthaltene Abhängigkeit von $\sqrt[3]{\lambda}$ die Resultate besser wiedergeben würde, als die in der Austinschen Formel aufgestellte Abhängigkeit von $\sqrt[2]{\lambda}$. Doch sind die Werte kaum genau genug, um eine sichere Entscheidung zu treffen, zumal nur mit zwei Wellenlängen gearbeitet wurde.[1])

Die nachts beobachteten Werte sind gelegentlich ganz erheblich, 20 und 30mal, größer als die Tageswerte, also auch als die nach der Theorie geforderten. Danach läßt sich die vielfach verbreitete Anschauung, daß tags etwa durch den Einfluß des Sonnenlichtes eine besondere zusätzliche Absorption der Wellen eintrete, die nachts verschwinde, kaum mehr aufrecht erhalten. Man muß nach den Versuchen vielmehr umgekehrt annehmen, daß die schwachen Tageswerte der normalen Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen entsprechen, die meist stärkeren, unregelmäßigen Nachtwerte dagegen durch eine außergewöhnliche Ausbreitung hervorgerufen werden. Man kann sich diese etwa durch eine Spiegelung[2]) (Fig. 1) in der Atmosphäre hervorgerufen denken, eine Erscheinung, wie sie ja auch beim Licht als Fata Morgana bekannt ist. Die Empfangsantenne wird dann von dem direkten, durch keine Beugung oder Erdabsorption geschwächten Wellenzug getroffen, der bei großen Entfernungen viel stärker ist, als der durch die reguläre Beugung bedingte. Ist z. B. der Beugungsfaktor $B = 0{,}01$, und gehen bei der Spiegelung selbst 90 % verloren, so hätte doch der

---

1) Howe, Electrician **72**, 484, 1913, zeigt, daß die Austinsche Formel bei sehr großen Entfernungen von der Formel (2) stärker abweicht. Doch kann ich ihm nicht darin beistimmen, daß die dort sehr unsicheren Werte von Hogan zugunsten der Austinschen Formel entscheiden.

2) W. Eccles, Physik. Ztschr. **13**, 1163, 1912.

gespiegelte Strahl noch die 10 fache Intensität von der des gebeugten. Diese Anschauung, daß die schwachen Tageswerte einer regulären, die Nachtwerte einer irregulären Ausbreitung entsprechen, erklärt ohne weiteres die wesentlich größeren Intensitätsschwankungen des Nachts, indem eine durch Ungleichmäßigkeiten in der Atmosphäre bedingte Spiegelung leichter Störungen ausgesetzt sein muß, als die stets eintretende Beugung. Auch die Beobachtung, daß nur am Tage die langen Wellen den kurzen in der Reichweite so überlegen sind,

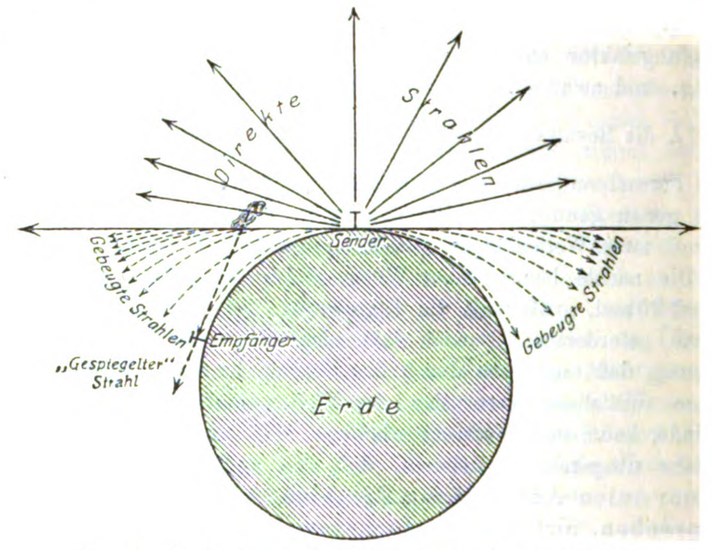


Fig. 1. Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen.

wird dadurch leicht verständlich; denn bei der Beugung sind, wie Formel (2) zeigt, lange Wellen sehr im Vorteil, das gleiche gilt für die Erdabsorption, während man sich bei der Spiegelung eher einen Vorteil von den kurzen Wellen versprechen kann.

Schließlich ist es auch wohl kaum ein Zufall, daß die beobachteten Unregelmäßigkeiten gerade in dem Maße zunehmen, wie der Beugungsfaktor oder die Erdabsorption an Einfluß gewinnen.

Für die praktische Wahl der besten Wellenlänge bei sehr großen Entfernungen folgt aus dieser Anschauung, daß es ganz darauf ankommt, ob man auch tags einen dauernden Verkehr herstellen will, oder ob man sich mit den Zufälligkeiten der besseren nächtlichen Übertragung zufrieden gibt. Im letzteren Fall wäre eine möglichst kurze

Welle zweckmäßig; im ersteren gibt es für jede Entfernung über Seewasser eine günstigste Wellenlänge. Diese läßt sich aus dem Produkt der Formeln (1) und (2) durch Nullsetzen des Differentialquotienten nach λ leicht bestimmen. Man erhält die Gleichung:

$$\lambda = (0{,}0006\ r)^3 \quad (\lambda \text{ und } r \text{ in km}) \tag{3}$$

Dies ergibt für

$r =$ 1400	2000	3000	4000	5000	6000	km
$\lambda =$ 0,600	1,73	5,83	13,8	27	47	km

In der Praxis muß man freilich auch noch die Beziehungen der Wellenlänge zur Antenne berücksichtigen, nach denen sich zu kleine Wellenlängen verbieten.

Für die hier entwickelte Anschauung spricht besonders der Umstand, daß die Unregelmäßigkeiten gerade in dem Maße zunehmen, wie das Gültigkeitsbereich der Formel (1) überschritten wird. Wenn nämlich die längs der Erde laufenden normalen Wellen weder durch Beugung noch durch Absorption geschwächt werden, so können die durch Spiegelung zum Empfänger gelangenden Wellen höchstens ebenso stark ausfallen. In dem Maße aber, wie durch Beugung infolge der Erdkrümmung oder durch Absorption über Land oder infolge eines dazwischenliegenden Gebirges die normalen Wellen geschwächt werden, müssen die gespiegelten Wellen, die ja allen diesen schwächenden Einflüssen entzogen sind, beim Auftreffen eine erhebliche Intensitätssteigerung bewirken. Daher erhält man z. B. gerade mit kurzen Wellen über Land so große Intensitätsunterschiede.

Warum diese rätselhafte Spiegelung oder wie man es sonst nennen will, die seit langem von allen Beobachtern festgestellt ist, gerade nachts ziemlich regelmäßig eintritt, tags aber nicht, ist eine von den vielen Fragen der Meteorologie, auf die sich zurzeit noch keine exakte Antwort geben läßt.

(Eingesandt 15. Mai 1914.)

Adresse des Autors: Dresden-Plauen, Daheimstr. 10.

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 27, 1913, folgendes Referat:

Lord Rayleigh[1]), Die Wirkung von Verbindungsstellen auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen längs Leitern.

In einer früheren Arbeit hat Lord Rayleigh die Fortpflanzung elektrischer Wellen längs gestreckter Leiter nach der Maxwellschen Theorie behandelt („Phil. Mag.", 5. Serie, **44**, 199, 1897). Es wurde dort eine angenäherte Darstellung des elektromagnetischen Feldes entwickelt, bei der vorausgesetzt wird, daß die Wellenlänge groß ist im Vergleich zu den Abmessungen der Leiter und zu ihren Abständen voneinander. Außerdem werden die Energieverluste in den Leitern und im Dielektrikum vernachlässigt. Es zeigt sich, daß die erwähnte Darstellung des Feldes auf die elementare Betrachtungsweise gestreckter Leiter hinauskommt, bei der man ihnen gewisse Konstanten — Induktivitäten und Kapazitäten — zuschreibt, die gleichförmig über der Länge verteilt sind.

Das elektromagnetische Feld besitzt unter den vorhergenannten Voraussetzungen die folgenden Eigentümlichkeiten[2]), wobei wir der Einfachheit wegen annehmen wollen, daß der Raum zwischen den Leitern von Luft erfüllt sei.

1. Die elektrischen und die magnetischen Kraftlinien verlaufen vollständig in Querschnittsebenen.

2. In jedem Querschnitte kann das elektrische Feld $\mathfrak{E}$ von einem Potential φ abgeleitet werden:

$$\mathfrak{E} = -\operatorname{grad}\varphi$$

oder ausführlich geschrieben:

$$\mathfrak{E}_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}; \quad \mathfrak{E}_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}$$

3. In jedem Querschnitte kann das magnetische Feld $\mathfrak{H}$ von einer Funktion ψ abgeleitet werden, nämlich:

$$\mathfrak{H}_x = \frac{\partial\psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_y = -\frac{\partial\psi}{\partial x}$$

ψ genügt ebenso wie φ der Laplaceschen Differentialgleichung

1) Mitteilung an die Royal Society, eingereicht am 2. XII. 1912, vorgetragen am 16. I. 1913. Siehe auch „Phys. Ztschr. 1913, S. 313.

2) Vgl. auch M. Abraham, „Theorie d. Elektrizität", Bd. I, § 79 (S. 340 der 3. Auflage, Leipzig 1907).

$\Delta u = 0$. ψ ist nichts anderes als das Vektorpotential von $\mathfrak{H}$, das hier in die Richtung der Achse der Leiter fällt. Es gilt

$$\psi = \frac{\varphi}{v}$$

wenn v die Geschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen bedeutet. (Alle Größen sind in absoluten elektromagnetischen cgs-Einheiten gemessen.)

4. Die elektrischen Feldlinien durchschneiden die magnetischen in jedem Punkte senkrecht.

5. Der Zusammenhang zwischen den Funktionen φ und ψ wird durch das Gleichungspaar

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\frac{\partial \psi}{\partial t} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -v^2 \frac{\partial \psi}{\partial z}$$

vermittelt; darin bedeutet z die der Leiterachse parallele Koordinate, t ist die Zeit.

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$$

und eine ebensolche Gleichung für ψ. Man kann daher ganz allgemein

$$\varphi = \varphi(x, y)\,[f(z - v\,t) + g(z + v\,t)]$$
$$\psi = \frac{\varphi(x, y)}{v}\,[f(z - v\,t) - g(z + v\,t)]$$

ansetzen. f und g sind beliebige Funktionen; $f(z - v\,t)$ bedeutet daher eine Welle beliebiger Form, die parallel zur Leiterachse in Richtung wachsender z mit der Geschwindigkeit v fortschreitet; g ist eine andere Welle, die mit der gleichen Geschwindigkeit in umgekehrter R ic tung läuft.

Handelt es sich speziell um das Feld zwischen zwei koaxialen Kreiszylindern (konzentrisches Kabel), so wird

$$\varphi(x, y) = -\lg r + \text{konst.}$$

r ist der Abstand des Punktes, auf den sich $\varphi(x, y)$ bezieht, von der Leiterachse. Das elektrische Feld ist radial gerichtet und hat die Größe

$$\mathfrak{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{1}{r}\,[f(z - v\,t) + g(z + v\,t)]$$

Die magnetischen Feldlinien sind Kreise um die Leiterachse; die Feldstärke hat den Betrag

$$\mathfrak{H} = -\frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{1}{r v}[f(z - v t) - g(z + v t)]$$

Neuerdings hat Lord **Rayleigh** diese Betrachtungsweise auf den praktisch sehr wichtigen Fall ausgedehnt, daß Leiter verschiedener Art zusammenstoßen. An der Verbindungsstelle der Leiter wird eine einfallende Welle teils reflektiert, teils hindurchgelassen. Dieses Reflexionsproblem, das z. B. bei der Betrachtung von Fragen des Überspannungsschutzes von großer Bedeutung ist, ist in elementarer Weise (d. h. unter Zuhilfenahme der Begriffe „Kapazität", „Induktivität" usw.) be-

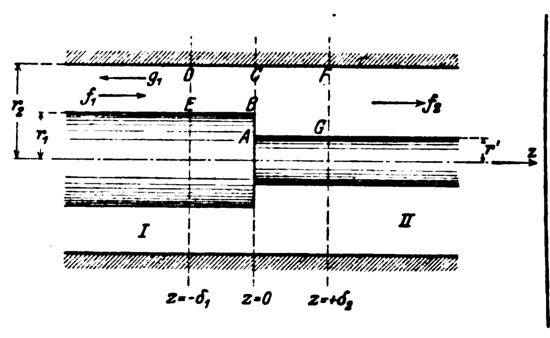


Fig. 1.

reits eingehend behandelt worden[1]). Man kann es aber nur begrüßen, daß ein so hervorragender Gelehrter wie Lord **Rayleigh** es unternommen hat, das Problem auch unmittelbar, d. h. mit den Feldgleichungen als Ausgangspunkt, in Angriff zu nehmen. Diese Betrachtungsweise hat den Vorteil, daß sie die Voraussetzungen besser erkennen läßt, die der elementaren Darstellungsform zugrunde liegen.

Die Gedankengänge, mit denen Lord **Rayleigh** die fraglichen Probleme behandelt, lassen sich am besten an einem Beispiel erläutern. In Fig. 1 ist ein System zylindrischer Leiter dargestellt, deren gemeinsame Achse die z-Achse sein möge. Die Leiter werden der Einfachheit halber als widerstandslos angenommen. Der Außenleiter hat den durchweg konstanten inneren Radius r_2. Der Innenleiter verjüngt sich

1) K. W. Wagner, „Elektromagnet. Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln", S. 98 ff. (Leipzig 1908).

irgendwo, sagen wir im Punkte $z = 0$, plötzlich vom Radius r_1 auf den Radius r'. Es wird angenommen, daß in dem Raume zwischen den beiden Leitern von links her eine elektromagnetische Welle f_1 nach der Verbindungsstelle $z = 0$ hinläuft, und es wird danach gefragt, wie sich diese Welle dort in eine reflektierte Welle g_1 und eine weiterwandernde Welle f_2 aufspaltet. Damit die Welle f_1 von dem vorher angegebenen einfachen Typ sei, muß wieder vorausgesetzt werden, daß ihre Wellenlänge beträchtlich größer als der größte Radius r_2 sei. Für die Reflexion an der Verbindungsstelle ergeben sich einfache Verhältnisse nur dann, wenn außerdem angenommen wird, daß die Abmessungen des Gebietes, welches die Reflexion veranlaßt, ebenfalls klein seien im Vergleich zur Wellenlänge. Das ist nun hier, wo das Reflexionsgebiet mit dem Kreisring AB in der Ebene $z = 0$ zusammenfällt, nach der ersten Voraussetzung von selbst erfüllt.

In dem Raume I (Fig. 1), also links von der Verbindungsstelle, kann man nach dem Vorhergehenden setzen:

$$\varphi = (-\lg r + \text{konst.})(f_1 + g_1) \tag{1a}$$

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{r}(f_1 + g_1) \tag{1b}$$

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{r v}(f_1 - g_1) \tag{1c}$$

In dem Raume II (rechts von der Verbindungsstelle) sei

$$\varphi = (-\lg r + \text{konst.}) f_2 \tag{2a}$$

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{r} f_2 \tag{2b}$$

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{r v} f_2 \tag{2c}$$

Nur in dem Reflexionsgebiet — besser gesagt — an der Stelle $z = 0$ und in ihrer unmittelbaren „Umgebung“ läßt sich der Ansatz Gleichung (1a) bis (2c) nicht rechtfertigen. Verstehen wir unter „Umgebung“ in diesem Sinne das zwischen $z = -\delta_1$ und $z = +\delta_2$ eingeschlossene Gebiet, so kann man ohne weiteres (d. h. ohne die Größen δ_1 und δ_2 genauer zu kennen) sagen, daß seine Ausdehnung $\delta_1 + \delta_2$ unter den beiden vorstehenden Voraussetzungen ebenfalls klein ist im Vergleich zur Wellenlänge. Man kann daher:

1. Die Spannung zwischen ED gleichsetzen der Spannung, die zwischen BC herrschen würde, wenn sich die Wellen f_1 und g_1 bis

zur Ebene $z = 0$ regulär verhielten, d. h. dem Ansatze (1a) bis (1c) gehorchten.

2. Die Spannung zwischen GF gleichsetzen der Spannung, die nach Gleichung (2a) bis (2c) der Welle f_2 in AC zukommen würde.

3. Entsprechendes gilt von den Stromstärken in E und B bzw. A und G.

Mit anderen Worten: **Man darf bei den Betrachtungen über das Verhalten der Wellen bei der Reflexion überhaupt davon absehen, daß es in der Umgebung der Reflexionsstelle ein Gebiet gibt, in dem die Vorgänge unregelmäßig** (d. h. von den Gleichungen (1a) bis (2c) abweichend) **verlaufen.** Aus diesem Satze folgt u. a., daß das **Reflexionsgesetz nicht von der besonderen Gestaltung der Verbindungsstelle abhängen kann**[1]).

So würde sich z. B. weder die reflektierte Welle g_1 noch die übertretende Welle f_2 ändern, wenn wir die beiden Innenleiter in $z = 0$ nicht stumpf zusammenstoßen ließen, sondern die Verbindung etwa durch einen Kegelstumpf oder irgendein regelmäßiges oder unregelmäßiges Leitergebilde herstellten, dessen Abmessungen neben der Wellenlänge zu vernachlässigen sind.

Nach diesen Vorbereitungen läßt sich das Verhalten einer Welle beim Auftreffen auf eine Reflexionsstelle unschwer übersehen.

I. Es muß nämlich die Spannung ED gleich der Spannung GF sein. Dies ergibt nach Gleichung (1a) und (2a) die Beziehung:

$$(f_1 + g_1) \lg \frac{r_2}{r_1} = f_2 \lg \frac{r_2}{r'} \tag{3}$$

II. Der Strom in E soll gleich dem Strom in G sein. Diese Bedingung ist der folgenden gleichwertig: die magnetische Spannung bei einer Umkreisung des Innenleiters im Querschnitt $z = -\delta_1$ soll gleich der magnetischen Spannung sein, die sich bei einer Umkreisung des Innenleiters in dem Querschnitte $z = +\delta_2$ ergibt. Dies ist nach Gleichung (1c) und (2c) nur möglich, wenn

---

1) Dieser Satz gilt mit dem Vorbehalt, daß die Vorgänge an der Verbindungsstelle selbst auch wirklich unregelmäßig verlaufen. Wird dagegen durch die besondere Beschaffenheit dieser Stelle eine gewisse Ordnung in die unendlich vielen Teilreflexionen gebracht, die sich dort abspielen, so ergeben sich besondere Gesetze. Lord Rayleigh erwähnt z. B. den Fall, daß sich die Teilreflexionen durch Resonanz verstärken; eine andere dahin gehörige Anordnung ist kürzlich von R. Rüdenberg („Elektrot. und Maschinenbau" 1913, S. 421) untersucht worden.

$$f_1 - g_1 = f_2 \tag{4}$$

ist. Aus Gleichung (3) und (4) folgt:

$$f_2 = f_1 \frac{2 Z_1}{Z_1 + Z_2} \tag{5a}$$

$$g_1 = f_1 \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \tag{5b}$$

worin

$$Z_1 = \lg \frac{r_2}{r_1}$$

und

$$Z_2 = \lg \frac{r_2}{r'}$$

ist. Wenn man aber berücksichtigt, daß die Größen Z_1 und Z_2 nach diesen Formeln nichts anderes darstellen als die Ausdrücke für die Charakteristiken (die Wellenwiderstände)

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}, \quad \text{bzw.} \quad \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}$$

der beiden in Fig. 1 dargestellten, im Punkte $z = 0$ miteinander verbundenen konzentrischen Kabel, so erkennt man, daß die Ausdrücke (5a) und (5b) dieselben sind, die man nach der elementaren Betrachtungsweise erhält[1]). Die Bedeutung der Rayleighschen Untersuchung besteht, wie gesagt, darin, daß sie die Voraussetzungen für die Gültigkeit dieser Betrachtungen deutlicher zum Bewußtsein bringt.

K. W. W.

---

1) K. W. Wagner, am angegebenen Orte, S. 101, Gleichung (6a), (6b). Man beachte, daß die Größen $f Z$ bzw. $g Z$ mit den dort benutzten Wellen φ und ψ identisch sind.

(Eingesandt 15. Juli 1913).

Mitteilungen aus der Praxis.

Eine Freiballon-Sendeantenne für drahtlose Telegraphie.

Von **Paul Ludewig.**

Die ersten Versuche, die bereits von Beggerow, Ludewig, Meyenburg und Mosler gemacht sind, um eine Empfangsantenne an einem Freiballon anzubringen, sind inzwischen von mehreren Seiten wiederholt, und zwar wurde bei diesen neuen Versuchen, die nicht nur dazu dienten, eine drahtlos telegraphische Verbindung herzustellen, sondern meist spezielle Probleme der drahtlosen Telegraphie oder der Luftelektrizität verfolgten, durchweg die von Ludewig[1]) beschriebene Antennenform verwendet, die nach Fig. 1 aus einem (oder mehreren) in der Nähe des Äquators rings um den Ballon geschlungenen Drahtkreise besteht, dessen Ende zum Korb hinabführt und über die Empfangsapparate mit einem vom Korb herabhängenden ca. 100 m langen Draht verbunden ist. Lutze[2]) benutzt diese Form, um die Intensität des Empfanges in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Land-Gebestation und Ballon-Empfangsstation zu bestimmen, die Firma Dr. E. F. Huth[3]), um ihre Ballon-Empfangsapparate zu untersuchen, Wiegand und Lutze[4]), um die in der drahtlosen Telegraphie bekannten und gefürchteten atmosphärischen Störungen bei gleichzeitigen Messungen auf einer Land- und einer Ballonstation

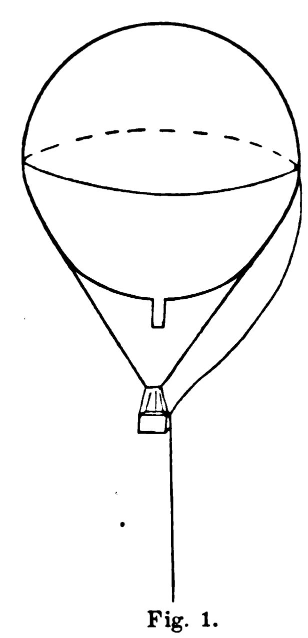


Fig. 1.

1) P. Ludewig, Deutsche Luftfahrer-Zeitschrift 1912, Nr. 9—11 und Jahrb. **6**, 48, 1912.

2) Lutze, Phys. Ztschr. **14**, 288, 1913.

3) E. F. Huth, Die Antenne 1913, Heft 1, S. 4.

4) Wigand und Lutze, Abhandlung der Naturforschender Gesellschaft zu Halle. Neue Folge Nr. 2, 1913.

näher zu erforschen; Lutze[1]), um einen Zusammenhang zwischen den Störungen der atmosphärischen Potentialgefälles und den luftelektrischen Empfangsstörungen des drahtlosen Telegraphie nachzuweisen und Lutze[2]), um die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie längs der Erdoberfläche zu untersuchen und dabei den Nachweis zu erbringen, daß unter besonderen Umständen eine starke Abnahme der Empfangsintensität mit der Höhe eintreten kann.

Die Antenne wurde dabei immer nur zum Empfangen benutzt. Ein Gebeversuch vom Freiballon aus ist bisher in der Literatur nicht erwähnt; eine für Sendezwecke geeignete Antenne für den Freiballon nicht beschrieben. Jedenfalls ist ohne weiteres klar, daß die Antennenform der Fig. 1, so günstig sie sich für Empfangsversuche erwiesen hat, für Sendezwecke ungeeignet ist, da die eventuell auftretenden hohen Spannungen an dem um den Ballon geschlungenen Drahtteil eine große Gefahrenquelle bilden würden.

Den Freiballon auch mit einer Sendestation auszurüsten, scheint für die Lösung zweier Probleme von Interesse. Einmal wird bei einem zukünftigen Festungskrieg der mit einer Sendestation ausgerüstete Freiballon eine wichtige Rolle insofern spielen, als er imstande ist, Beobachtungen über die Stellung des Feindes usw. einer in der Festung befindlichen Landstation zu übermitteln. Dazu kommt noch ein rein wissenschaftlicher Gesichtspunkt. Die moderne Forschung der drahtlosen Telegraphie hat ergeben, daß die mathematischen Beziehungen, die man für die drahtlose Übermittelung zwischen Sende- und Empfangsstation abgeleitet hat, nur unter speziellen Bedingungen gültig sind, daß zuweilen bei dem Verkehr zweier Stationen starke Störungen und plötzliche Änderungen der Empfangsintensität eintreten, unter denen die Abhängigkeit der Empfangsstromstärke von Tages- und Nachtzeit eine besondere Rolle spielt. Die Ursache dieser Störungen ist noch nicht genügend geklärt. Gerade in der letzten Zeit steht dies Problem im Mittelpunkt des Interesses und es ist nicht von der Hand zu weisen, daß man bei der Erforschung dieser Erscheinungen dann einen wichtigen Schritt vorwärts kommen kann, wenn man Empfangs- und Sendestation gänzlich vom Erdboden unabhängig macht. Derartige Versuche würden zweckmäßig zwischen Freiballonen auszuführen sein, da diese die geringsten Kosten verursachen und auch ihre Höhe leicht und in weiten Grenzen ändern können. Zu diesen

1) Lutze, Phys. Ztschr. **14**, 1148, 1913.
2) Lutze, Phys. Ztschr. **14**, 1151, 1913.

Versuchen bedarf es aber einer Antenne, die nicht nur für Empfangs-, sondern auch für Sendeversuche geeignet ist und dabei jede Zündungsgefahr ausschließt.

Eine derartige Antennenform ist bei einer Fahrt der Ortsgruppe Freiberg des Königl. Sächs. Vereins für Luftfahrt mit dem Ballon Wettin am 7. Dezember 1913 erprobt worden. Ihr unterer Teil besteht (siehe Fig. 2), aus einem vom Korb herabhängenden, 100 m langen Draht (0,8 mm Durchmesser). Als oberer Antennenteil wurde ein Drahtkreis benutzt, der in folgender Weise aufgehängt war. Vom Äquator des Ballons hingen gleichmäßig verteilt 6 Bindfäden (*a*) herab, an denen unten je ein Porzellanisolator (*b*) befestigt ist. An diesen 6 Isolatoren wurde mit leichtem Durchhang der Drahtkreis (*c*) aufgehängt, dessen eines Ende in den Korb führte und dort mit dem Empfangsapparat verbunden war.

Bei dieser ersten Fahrt sollte zunächst erprobt werden, ob zwischen dieser neuen Form und der in Fig. 1 wiedergegebenen, alten Form beim Empfang ein Unterschied zu bemerken sei. Es wurde daher am Ballon außer der Antenne nach Fig. 2 auch die in Fig. 1 gezeichnete angebracht. Als Gebestation diente die Station für drahtlose Telegraphie der Technischen Hochschule zu Dresden, deren Leiter, Herr Professor Dr. Barkhausen, nach Verabredung zu bestimmten Zeiten mit einer Wellenlänge von 1300 m Zeichen gab. Die Zeichen wurden in etwa 80 km Entfernung mit beiden Antennenformen ungefähr gleichgut aufgenommen. Damit ist der Nachweis für die Brauchbarkeit der neuen Antennenform erbracht.

Als Empfangsapparat diente der von der Firma Dr. E. F. Huth hergestellte, speziell für Freiballone bestimmte Empfänger, den die genannte Firma für den Versuch zur Verfügung stellte. Er besteht aus einem runden Hartgummikasten, in dessen Deckel der Kontaktdetektor und das Telephon eingestöpselt werden. Im Kasten befindet sich eine variable Selbstinduktionsspule mit Schleifkontakt. Durch Änderung dieser Selbstinduktion wird Resonanz mit der ankommenden Welle eingestellt. Bei Benutzung der Antenne nach Fig. 1 (unterer Antennenteil 100 m, Größe des Ballons 1680 m. Länge des um den Äquator geschlungenen Ringes: 47 m, Länge des Drahtes vom Äquator bis Korb ca. 20 m. Korb am Ballon sehr kurz gefesselt) ergab sich bei Resonanz auf die ankommende 1300 m Welle für die in den Antennenkreis geschaltete Selbstinduktion 720000 cm; bei Einschaltung der anderen Antennenform (Fig. 2) war sie größer.

Ich hoffe, in der nächsten Zeit Gelegenheit zu haben, über einen

Sendeversuch mit der neuen Antennenform zu berichten. Dabei wären natürlich die Isolatoren, an denen die Antenne der Fig. 2 aufgehängt ist, gegenüber den bei dem beschriebenen Empfangsversuch verwendeten beträchtlich zu vergrößern, ferner wäre möglichst eine gut eingeschlossene Stoßfunkenstrecke zu verwenden und die Station nicht in

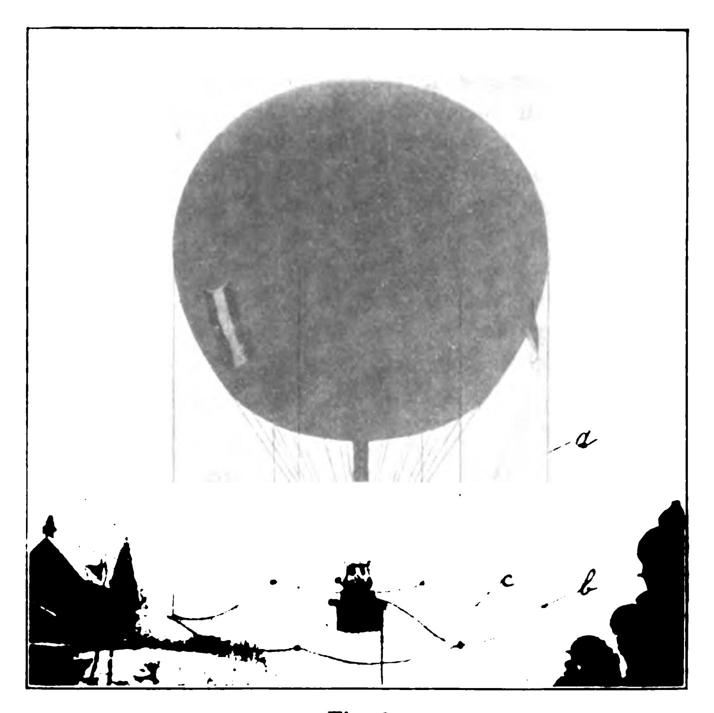


Fig. 2.

Betrieb zu setzen, wenn der Ballon steigt und daher Gas aus dem Füllansatz entweicht. Mit diesen Vorsichtsmaßregeln dürfte ein derartiger Versuch vollkommen gefahrlos sein.

Ich möchte auch an dieser Stelle Herrn Professor Dr. Barkhausen und der Firma Dr. E. F. Huth in Berlin SO 26 für ihre liebenswürdige Unterstützung meinen besten Dank sagen.

Physikalisches Laboratorium der Königl. Sächs. Bergakademie zu Freiberg i. S.

(Eingesandt 9. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Freiberg i. S., Albertstraße 22.

Die Fachzeitschriften und Tageszeitungen

brachten kürzlich Berichte über ein angebliches Abkommen von Telefunken mit der Homag. Auf unsere Anfrage teilt uns die Ges. f. drahtlose Telegraphie folgendes mit:

„Telefunken hat ein Abkommen mit der Hochfrequenzmaschinen A.-G. nicht getroffen. Die Besitzerin der Goldschmidt-Station Tuckerton, die Compagnie Universelle de Télégraphie et de Téléphonie Sans Fil, Paris, besitzt ein Recht auf den Erwerb der deutschen Goldschmidt-Station Eilvese zum Verkehr mit Tuckerton. Dieses Erwerbsrecht ist für mehrere Monate auf unsere Gesellschaft übergegangen, es ist jedoch noch nicht klar, ob wir von diesem Rechte Gebrauch machen. Die Versuche Nauen—Sayville (Telefunken) und Eilvese—Tuckerton (Goldschmidt) haben ergeben, daß eine funkentelegraphische Überbrückung des Ozeans möglich ist. Beide Verbindungen haben jedoch noch immer einen Versuchscharakter, so daß ein Termin für die Eröffnung des regelmäßigen Verkehrs noch nicht feststeht.“ E.

(Eingesandt 3. Juli 1914.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 273799 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft einen Sender für drahtlose Telegraphie, dessen Luftleiter mit einem Gegengewicht zusammen arbeitet. Die Erfindung besteht darin, daß die Luftleiteranordnung im Knotenpunkt mit einer Erdverbindung versehen wird. Es hat sich gezeigt, daß hierdurch die ausgestrahlte Energie um 10 bis 20 % erhöht wird, ohne daß eine Erhöhung der der Antenne vom Erregerkreis zugeführten Energie stattfindet.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 274033 eine Erregerkreisschaltung für Stoßerregung schützen lassen. Bei Konstruktion eines Erregerkreises für Löschfunkenerregung kommt es bekanntlich nicht allein darauf an, geeignete Serienfunkenstrecken von guter Löschwirkung zu verwenden, sondern ebensosehr darauf, die spezifische, elektrische Beanspruchung derselben niedrig zu halten. Dies führt bei steigender Energie auf immer kleinere, resultierende Kapazitäten und immer höhere Ladespannungen. Hierdurch wird die Höchstenergie be-

grenzt. Gemäß D. R. P. Nr. 274033 wird diese Schwierigkeit dadurch beseitigt, daß zur Vermehrung der Energie eine Reihe von Kondensatoren sowohl zur Ladung wie zur Entladung parallel geschaltet werden, wobei zu jeder Kondensatorgruppe eine besondere Funkenstreckengruppe gehört. Alle aus Kondensatoren und Funkenstrecken gebildeten parallelen Reihen haben eine gemeinschaftliche Selbstinduktion, von der aus die Energieabsorption erfolgt. Das gleichzeitige Einsetzen der Entladungen der Kondensatorgruppen wird dabei durch Hilfskoppelungen oder Hilfskapazitäten herbeigeführt. In Fig. 1 ist eine solche Erregerkreisschaltung dargestellt. In dieser bedeutet K_1

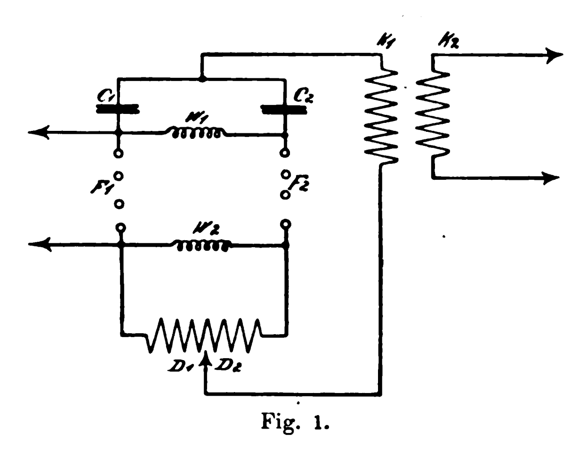


Fig. 1.

die Hauptselbstinduktion, aus welcher die Energie in die Antennenspule K_2 übertragen wird, C_1 und C_2 die Kondensatorengruppen, F_1 und F_2 die Funkenstrecken und D_1 D_2 die Hilfskoppelung, welche das gleichzeitige Einsetzen der Entladungen herbeiführt. Sollte nämlich die Entladung des einen Zweiges z. B. von C_1 über F_1 eher einsetzen, so wird durch die Hilfskoppelung der zweite Zweig C_2, F_2 sofort gezündet. In dem Moment aber, wo alle Zweige arbeiten, ist die Wirkung der Hilfskoppelung aufgehoben, und der Gesamtkreis enthält praktisch nur die Selbstinduktion K_1, da die beiden Hälften D_1 und D_2 sich gegenseitig aufheben. Die Selbstinduktion der Hilfskoppelung kann, wie die Versuche gezeigt haben, sehr klein sein. Es genügt weniger als eine Windung von einigen Zentimetern Durchmesser. Sie kann sogar zu einem Bügel mit verschiebbarem Mittelanschluß zusammenschrumpfen. Statt durch Selbstinduktion kann die Hilfskoppelung durch zwei Kondensatoren mit Mittelanschluß ausgeführt werden.

In Fig. 1 bedeutet ferner W_1 eine Selbstinduktion bzw. einen Widerstand. Diese Verbindung ist notwendig, um eine Niederfrequenzaufladung der Kapazität C_2 zu ermöglichen und andererseits zu verhindern, daß eine Hochfrequenzentladung derselben Kapazität durch die Funkenstrecke F_1 erfolgt, was zur Folge haben würde, daß diese Funkenstrecke F_1 die ganze Belastung erhalten würde. W_1 ist also ein für die Wirkungsweise der Anordnung unbedingt notwendiges Element. Die Spule W_2 ist von geringerer Wichtigkeit. Die Hilfskoppelung kann gleichzeitig auch zur Anbringung einer Hilfszündung benutzt werden. In diesem Falle ist die Ladespannung niedriger zu wählen als die Durchschlagsspannung der Funkenstrecken. Fig. 2 zeigt diese Anordnung, wobei ZC den Hilfskondensator und Zf die Hilfs-

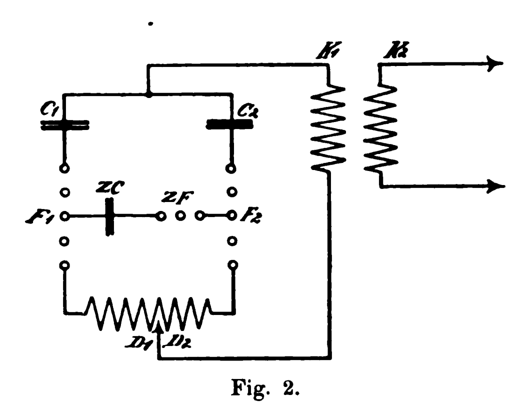


Fig. 2.

funkenstrecke der Zündung darstellt. Diese Hilfszündung arbeitet in der Weise, daß der kleine Kondensator ZC durch eine Hilfsspannung aufgeladen wird. Die Entladung erfolgt dann über die Funkenstrecken Z, F sowie über einen Teil der Funkenstrecken F_1, F_2 gleichzeitig, d. h. es wird in demselben Moment ein Teil der Funkenstrecken F_1, F_2 leitend gemacht, und es folgen dementsprechend die Entladungen von C_1 und C_2 durch die ganzen Funkenstrecken F_1 und F_2 gleichzeitig nach. Natürlich müßte auch bei Fig. 2 eine Verbindung W_1 wie bei Fig. 1 aus den gleichen Gründen wie dort vorgesehen sein.

Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und die C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin haben sich durch D. R. P. Nr. 273616 nebst Zusatzpatent Nr. 274925 ein Verfahren und eine Schaltungsanordnung zum Abstimmen der Antenne auf mehrere voneinander unabhängige beliebige Wellen schützen lassen. Die Anordnung be-

steht darin, daß die Antenne einen Zweig einer Brückenschaltung bildet, in welcher die Abstimm- und Koppelungselemente der verschiedenen

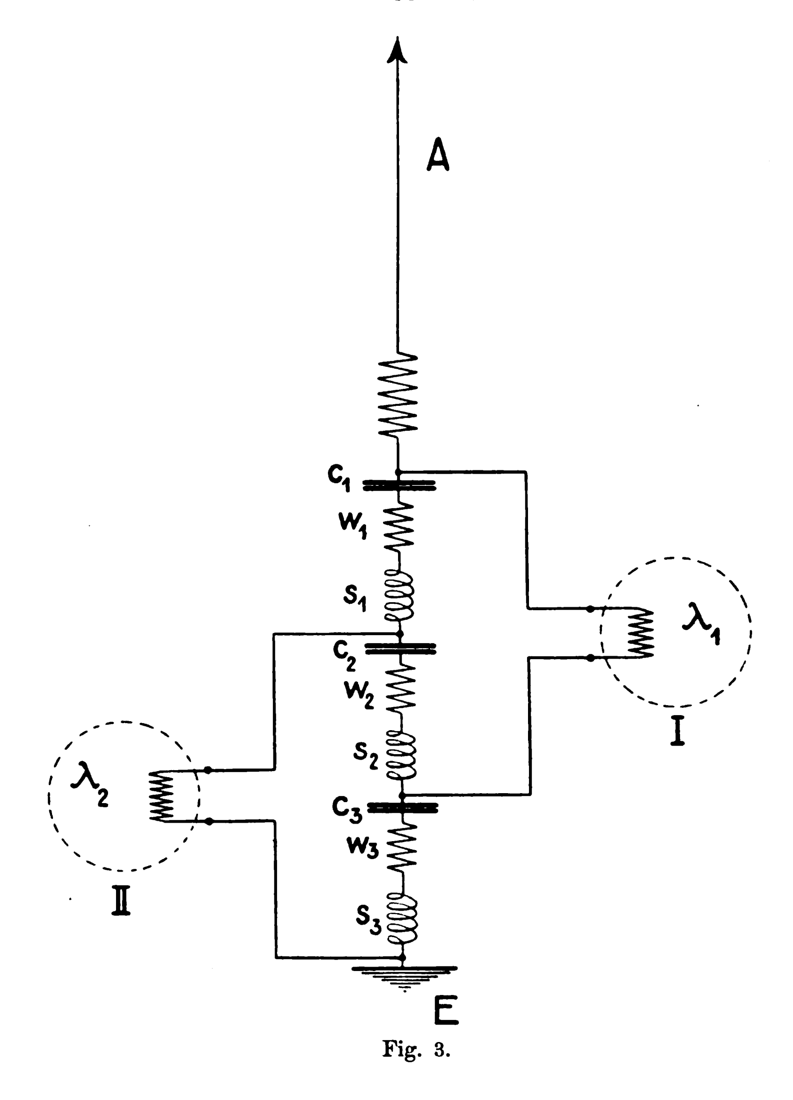


Fig. 3.

Wellen wechselseitig stromlose Brücken bilden, so daß diese Wellen eine Rückwirkung aufeinander nicht ausüben. Man kann also die Abstimmittel, die für die eine Welle maßgebend sind, beliebig ändern,

ohne dadurch die Abstimmung auf die andere irgendwie zu beeinflussen. Der Erfindungsgegenstand ist in Fig. 3 in einer beispielsweisen Anordnung für zwei Wellen λ_1 und λ_2 dargestellt. In dieser bedeuten A die mit einem geeigneten Verlängerungselement (Spule) versehene Antenne, während die drei anderen Zweige aus mit entsprechendem Index versehenen Kondensatoren c, Widerständen w und Selbstinduktionen s bestehen. Die Brückenschaltung ist über Erde E geschlossen. Die Abstimmung und Koppelung erfolgt an den durch die Kreise I und II angedeuteten Stellen, und zwar unabhängig voneinander. Die Ausführung kann derart getroffen werden, daß entweder die einzelnen Zweige oder die Produkte der entsprechenden Zweige elektrisch gleich sind. Die Schaltung läßt sich selbstverständlich auch für mehr denn zwei voneinander unabhängige Wellen ausführen. Das Verfahren kann beispielsweise dazu dienen, gleichzeitig zwei beliebige Wellen zu empfangen. Für λ_1 hat der Empfänger I den Wechselstromwiderstand Null, die Energie fließt also so gut wie ausschließlich über I. Für λ_2 hat der Empfänger II den Wechselstromwiderstand Null, die Energie von λ_2 fließt also über II. Ändert man die Abstimmittel in I, so hat dies auf II keinen Einfluß, da die Abzweigpunkte von I für II immer Punkte gleicher Spannung sind. Dasselbe gilt ebenso für II. Bei genauer Abgleichung der Brückenzweige $(A\,E)$, $c_1\,w_1\,s_1$, $c_2\,w_2\,s_2$, $c_3\,w_3\,s_3$, kann man erreichen, daß man z. B. von I aus einen Sendestrom in die Antenne schicken kann, ohne daß ein gleichzeitiger Empfang an II dadurch unmöglich wird. Es kann also dieselbe Antenne mit Hilfe dieser Schaltung zum gleichzeitigen Senden und Empfangen benutzt werden.

Das D. R. P. Nr. 273816 von Egbert von Lepel und Ernst Werndl in Berlin-Wilmersdorf betrifft eine Selbstinduktionsspule, die in Fig. 4 u. 5 in Schnitt und Draufsicht dargestellt ist. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die Windungen sich der Oberfläche eines Ringkörpers anschließen, wobei die Windungsrichtung ganz oder annähernd senkrecht zu den Erzeugenden und somit ganz oder annähernd parallel zur Leitlinie liegt. Durch diese Anordnung werden Wirbelströme, die bei den bekannten Formen der Flach- oder Zylinderspulen vornehmlich an den Enden der Spule entstehen, und die um so stärker sind, je stärker und ausgedehnter das die Windungsleiter durchdringende magnetische Schwingungsfeld ist, vermieden. In der Fig. 4 u. 5 sind sowohl die Erzeugende als auch die Leitlinien kreisrund. Natürlich könnte man sowohl der Erzeugenden als auch der Leitlinie andere Formen, z. B. Ovale, Achtecke u. dgl., zugrunde legen, ohne die Wir-

kung bei richtiger Wahl der Größenverhältnisse wesentlich zu verschlechtern. Die durch die stromdurchflossene Spule außerhalb der Windungen erzeugten Kraftlinien können die Windungsleiter an keiner

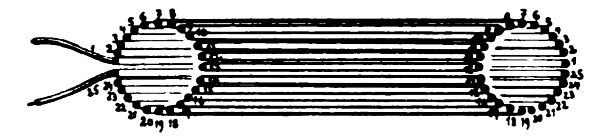


Fig. 4.

Stelle schneiden. Innerhalb der Windungsleiter wird nur ein sehr schwaches Feld erzeugt, was aus folgender Überlegung hervorgeht: Im Inneren eines unendlich langen röhrenförmigen, gleichmäßig elek-

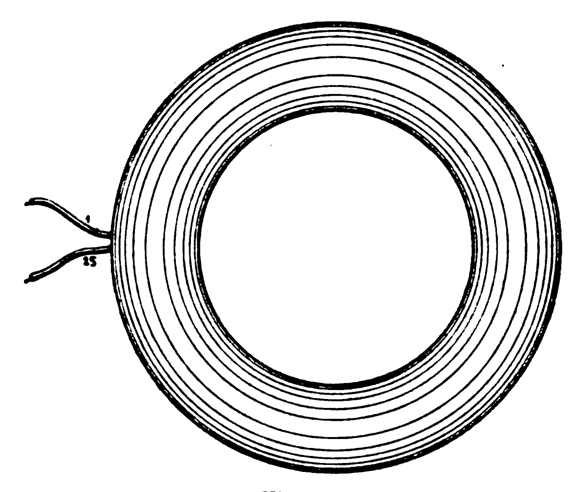


Fig. 5.

trisch geladenen Konduktors besteht bekanntlich kein elektrisches Kraftfeld, daher wird auch im Inneren eines gleichmäßig vom Strom durchflossenen röhrenförmigen Leiters kein magnetisches Kraftfeld entstehen; die Wandungen eines solchen Rohres werden von keinen Kraftlinien durchschnitten, so daß Wirbelströme sich nicht bilden können. Diesem Verhalten nähern sich die beschriebenen Spulen in ihren einzelnen Elementen (Abschnitten) um so mehr, je weniger die Elemente von einer geradlinigen Röhrenform abweichen. Hieraus gewinnt man Anhaltspunkte für die zu wählenden Spulendimensionen; so wird man

z. B. den Durchmesser der Leitlinie L genügend groß im Verhältnis zu dem der Erzeugenden machen.

Hans Boas in Berlin hat ein D. R. P. Nr. 273533 erhalten auf ein Verfahren zur Herstellung von Flachspulen aus bandförmigem Leiter für Zwecke der Erzeugung schneller Schwingungen. Das Verfahren besteht darin, daß an die in einer Ebene gewickelte Spirale aus profiliertem Leiter einseitig Haltestege aus Isoliermaterial angepreßt sind. In Fig. 6 ist eine solche Flachspule, nach diesem Verfahren hergestellt, im Schnitt dargestellt, worin *a* die Leiterreifen, *b* die Haltestege aus Isolationsmaterial bedeuten. Als Leiter wird ein Kupfer-

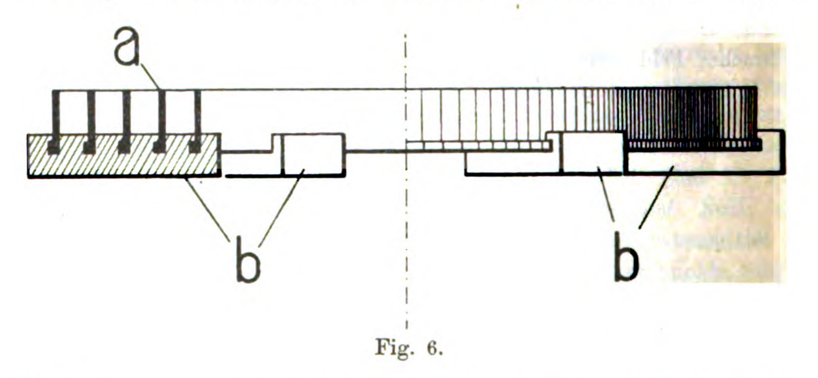


Fig. 6.

band verwandt, an das an der einen Seite ein mitlaufender Steg oder eine Nut gezogen ist. Das Kupferband wird alsdann in eine Form eingelegt, in die die Spiralwindungen eingearbeitet sind. An den Stellen, wo die Isolationsstege späterhin sitzen sollen, wird in die Form eine radial laufende Nut von passender Tiefe eingearbeitet, so daß also der Kupferleiter an dieser Stelle um ein Stück aus der Form herausragt. Alsdann werden nach bekannten Methoden aus irgendeinem in der Wärme nachgiebigen, nach dem Erkalten erstarrenden Isoliermaterial, also entweder einer Harzmischung oder z. B. auch Bakelite, Stege angepreßt. Nach dem Fertigpressen werden die Reifen aus der Form herausgezogen und werden nun in unveränderlicher Lage durch die angepreßten Stege des Isolationsmaterials gehalten. Die Stege sitzen nur an der einen Seite und lassen die Teile des Kupferleiters, die beim Preßverfahren in der Form gelegen haben, vollkommen frei, so daß ein Gleitkontakt auf diesem Teile der Flachspule kontinuierlich bewegt werden kann. (Eingesandt 15. Juni 1914.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

O. D. Chwolson (ins Französische übersetzt von E. Davaux), Traité de Physique. Tome cinquième (1): Champ magnétique variable. Verlag A. Hermann et Fils, Paris 1914.

Festschrift „Universität Zürich", Fakultätsbände der Philos. Fakultät I u. II. Verlag Schulthess & Co., Zürich 1914.

T. S. F., 2e Année No. 1, 2, 3, 1914. Rédaction: Rue de Mons 36, Valenciennes (Nord). Librairie: H. Desforges, Paris 1914. Le Numéro F 1.

Elektroindustrie, Nr. 11 u. 12, 1. u. 15. Juni 1914.

J. Plaßmanns Jahrbuch der Naturwissenschaften. 29. Jahrgang, 1913—1914. Verlag von Herder zu Freiburg i. Br. Geb. M. 8.—

Clemens Schaefer, Einführung in die theoretische Physik in zwei Bänden. I. Band: Mechanik materieller Punkte, Mechanik starrer Körper und der Kontinua (Elastizität und Hydrodynamik). Verlag Veit & Comp., Leipzig 1914. M. 18.—, geb. M. 20.—

A. E. G.-Zeitung, XVI. Jahrg., Nr. 12, Juni 1914.

Paul Roth, Leipzig, der Mittelpunkt des Buchhandels. Verlag des Vereins der Buchhändler zu Leipzig. Leipzig 1914.

Zeitschrift für technische Physik, Heft 5, 1914. Redaktion (Bruno Thieme) Berlin-Friedenau.

Frederick Soddy (Deutsch von Max Iklé), Die Chemie der Radio-Elemente. 2. Teil: Die Radio-Elemente und das Periodische Gesetz. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1914. M. 2.—, geb. M. 2.80

Sir Oliver Lodge, Radioaktivität und Kontinuität (Zwei Vorträge). Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1914. M. 5.—, geb. M. 6.—

(Eingesandt 15. Juni 1914.)

Literaturverzeichnis.

Abraham, Max, Ann. Phys. **44**, 537, 1914. Zur Frage der Symmetrie des elektromagnetischen Spannungstensors.

Bouthillon, Léon et Drouët, Louis, C. R. Nr. 22, S. 1568, 1914. Étude expérimentale du récepteur téléphonique (Telephonhörer).

Dieckmann, M., Ztschr. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, Heft 1, 1914. Über Maßbezeichnungen radiotelegraphischer Sende- und Empfangsstationen.

— Jahrbuch d. wiss. Ges. f. Flugtechnik, II. Band, 1913/14, S. 172. Über elektrische Eigenschaften von Ballonstoffen.

— u. **Eppen, Ferd.**, Ztschr. f. Flugt. u. Motorluftsch., Heft 2, 1914. Substitutionsmethode für den quantitativen Empfang drahtlostelegraphischer Signale.

Drouët, Louis, s. Bouthillon, Léon.

Electrician 73, 311, 1914. Radio-telephony for railways.

Eppen, Ferd., s. Dieckmann, M.

Erskine-Murray, J., Electrician 73, 354, 1914. Radiotelegraphic measurements.

Goldschmidt, Rudolf, La Lum. Él. Nr. 22, S. 687, 1914. L'alternateur Goldschmidt à haute fréquence.

Marconi, G., L'Elettrotecnica Nr. 11, S. 281, 1914. Nuovi metodi per la produzione delle oscillazioni elettriche continue e per la loro utilizzazione nella radiotelegrafia.

Provotelle, La Lum. Él. Nr. 21, S. 647, 1914. Note sur l'accouplement des circuits oscillants.

Rüdenberg, Reinhold, Elektrot. Ztschr. 35, 610, 1914. Eine neue Schutzanordnung für elektrische Stromkreise gegen Überspannungen und ähnliche Störungen. (Vgl. auch ebenda S. 624 ff. Diskussion über dieses Thema.)

Siegbahn, Manne, Phil. Mag. Nr. 161, S. 909, 1914. The use of the telephone as an oscillograph.

Waetzmann, E., Phys. Ztschr. 15, 638, 1914. Methode zur objektiven Prüfung der Güte der Sprachübertragung in der Telephonie (mit Draht).

Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. 35, 639, 677, 705, 1914. Induktionswirkungen von Wanderwellen in Nachbarleitungen.

Wilson, Wm. Hamilton, Electrician 73, 308, 1914. A method for the measurement of inductance.

Wulf, Theodor, Phys. Ztschr. 15, 611, 1914. Über einige Anwendungen des Einfadenelektrometers in der drahtlosen Telegraphie.

(Eingesandt 15. Juni 1914.)

Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



